

Universität Rostock



Traditio et Innovatio

CHARAKTERISIERUNG VON HYDRODYNAMISCHEN UNSICHERHEITEN UND 3D-BEWEGUNGSPLANUNG ALS BASIS GEREGLTER UNTERWASSERFAHRZEUGE

DISSERTATION
ZUR
ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES

DOKTOR-INGENIEUR (DR.-ING.)

DER FAKULTÄT FÜR MASCHINENBAU UND SCHIFFSTECHNIK
DER UNIVERSITÄT ROSTOCK

vorgelegt von:

Thomas Miethe

geboren am 18.01.1986 in Rostock

Rostock, 2021

Gutachter:

Erstgutachter

Prof. Dr.-Ing. habil. Mathias Paschen
Universität Rostock
Albert-Einstein-Straße 2, 18059 Rostock

Zweitgutachter

Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk
Universität Duisburg-Essen
Lotharstraße 1, 47057 Duisburg

Promotionsausschuss:

Vorsitzender

Prof. Dr.-Ing. habil. Christoph Woernle

Berichter

Prof. Dr.-Ing. habil. Mathias Paschen
Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk
Prof. Dr.-Ing. Ralf Bill
Prof. Dr.-Ing. Sascha Kosleck

Datum der Einreichung: 05.11.2020

Datum der Verteidigung: 23.04.2021

Diese Dissertation geht zurück auf meine Arbeiten an den Teilprojekten „*MiRo-Base: Plattformunabhängiger Ansatz für echtzeitfähige numerische Simulation von ROV-Bewegungen*“ sowie „*ImarSys: Modellierung der Bewegungs- und Selbststeuerung eines Unterwassersystems im Schleppverband*“ am Lehrstuhl für Meerestechnik der Universität Rostock. Mein erster Dank gilt daher allen Forschungspartnern, die deren erfolgreiche Umsetzung ermöglichten.

Davon abgesehen muss natürlich ein großer Dank an Prof. Dr.-Ing. habil. Mathias Paschen gehen, der mich als Student an den Lehrstuhl holte sowie meine Neugier an Unterwassertechnik erst richtig weckte. Weiterhin möchte ich auch Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk als meinen Zweitgutachter besonderen Dank aussprechen, der ohne Vorwarnung bereit war sich die Zeit für die vielen Seiten zu nehmen. Darüber hinaus bedanke ich mich bei allen Mitgliedern des Promotionsausschusses mit deren Hilfe es gelang das Verfahren trotz Pandemie und damit einhergehenden Einschränkungen problemlos zu beenden.

Selbstverständlich können diese Zeilen nicht vollständig sein, ohne meine ehemaligen Kolleginnen und Kollegen vom Lehrstuhl für Meerestechnik gesondert hervorzuheben. Es war und wird immer eine besondere Zeit für mich bleiben. Irgendwie werde ich die Arbeit und den Spaß mit jedem Einzelnen vermissen, hoffe aber inständig, dass die Freundschaften fortbestehen. Natürlich hätten alle wenigstens einen Satz der Anerkennung verdient, allerdings möchte ich einige Namen hervorheben. Den Anfang macht hierfür natürlich mein erster Zimmerkollege: Karsten Breddermann, der trotz oder gerade wegen seiner immer direkten Art stets ein Vorbild für wissenschaftliche Arbeit und Qualität ist. Helen Morrison kann ich derweil nicht genügend Worte des Dankes aussprechen, denn sie meisterte die Mammutleistung als meine Lektorin und war im alltäglich Büroalltag immer eine geschätzte Diskussionspartnerin. Letzteres trifft in leicht anderer Schreibweise genauso auf Stephan Schacht zu. Außerdem bin ich der festen Überzeugung, dass wir den Weg unserer jeweiligen Promotionen in gewisser Weise auch gemeinsam gegangen sind. Christoph Otto, dem Dritten in diesem speziellen Bunde, danke ich zudem für die stetige Motivation, mich und meine Arbeit zwecks ihrer Aufwertung zu hinterfragen. Und apropos Verbesserung, ohne die inspirierende Worte von Robert Wagner hinsichtlich der \LaTeX -Pakete »*glossaries*« und »*TikZ*« sehe diese Arbeit vermutlich ganz anders, sicherlich aber viel schlechter aus. Den Kreis schließt mein letzter Bürokollege, Clemens Schütt. Ihm gebührt meine Wertschätzung für die Hilfestellungen auf den letzten Metern. Vergessen möchte ich auch nicht die Studentinnen und Studenten, deren Betreuung mir stets ein Privileg war und die mir immer wieder bewiesen, dass Lernen nicht nur einseitig funktioniert.

Die größte Dankbarkeit gebührt aber meiner Familie und allen voran meiner Mutter: für die unermüdliche Unterstützung und den festen Glauben an mich in jeder Situation. Weil ich nicht in Worte fassen kann was mir das bedeutet, möchte ich es lieber jeden Tag vorleben.

Thomas Miethe, 2021

KURZFASSUNG

Zur Umsetzung der Mission eines „*unmanned underwater vehicle*“ muss ein komplexer Prozess erfolgreich zu Ende geführt werden. Als letztes Glied in dessen Kette realisiert ein Regler das Einhalten von Führungsgrößen. Er muss jedoch in einer chaotischen Umwelt möglichst robust auf äußere Einflüsse reagieren können. Die Dissertationsschrift setzte sich daher das Ziel ein geeignetes Verfahren vorzuführen, welches darüber hinaus die Beeinflussung von spezifischen Eigenschaften für das sich einstellende Zeitverhalten erlaubte. Dadurch sollte den unterschiedlichen Fahrzeugtypen und ihren Aufgabenstellungen Rechnung getragen werden. Das gelingt aber ebenso auf Seiten der Missionsplanung, weshalb in der wissenschaftlichen Arbeit als eigentlicher Schwerpunkt ein Algorithmus zur dreidimensionalen Bewegungsplanung entwickelt wurde. Im Sinne einer Schablone kann dieser für die variablen Aufträge konfiguriert werden. Ihm liegt dafür ein physikalisch-mathematisches Fahrzeugmodell zu Grunde, dessen Parameter wiederum als Unsicherheiten zu charakterisieren sind. Sie bilden letztlich das Fundament des Gesamtprozesses, weswegen in der Dissertation Methoden und Instrumente aufgezeigt werden, um diese hydrodynamischen Faktoren zu identifizieren, einzugrenzen und interpretieren zu können.

Im ersten Teil der Arbeit standen deshalb explizit die zu untersuchenden Einflussgrößen sowie die Frage im Mittelpunkt, ob sie als Intervallvariablen beschrieben werden können. Im Gegensatz zur ebenfalls betrachteten Fluiddicke, erwies sich das für die hydrodynamischen Zähigkeitslasten als durchaus schwierig. Es konnte aber mit Hilfe einer nahezu vollständig umlaufenden, experimentellen Erfassung der an einem „*remotely operated vehicle*“ wirkenden Lasten die außerordentliche Richtungsabhängigkeit der Kraftkomponenten veranschaulicht werden. Gleichzeitig gelang damit eine Betonung der Tragweite des gewählten Betriebspunktes für die Linearisierung eines nichtlinearen Modells. Ferner konnte bestätigt werden, dass sich die funktionale Beschreibung der zugehörigen Beiwertverläufe grundsätzlich ändert.

Einen zweiten Fokus bildete die kritische Diskussion bekannte Einzelabhängigkeiten bei scheinbar genügend kleinen Änderungen linear zu überlagern. Dazu wurden experimentell validierte CFD-Ergebnisse einzeln überlagerter sowie kombinierter Zustände von Anstell-, Schiebe- und Ruderwinkeln an einem „*remotely operated towed vehicle*“ miteinander verglichen. Dabei konnten vertretbare Differenzen zwischen den Zuständen, welche kleiner als 10 % waren, nur bis zu $\pm 3^\circ$ für die jeweiligen Stellgrößen festgestellt werden.

Daraus ist die Konsequenz zu ziehen UUvs möglichst umfassend zu untersuchen, um die Schranken der auf sie wirkenden Zähigkeitslasten gegenüber ihren einzelnen Abhängigkeiten quantifiziert angeben zu können.

Mit den hydrodynamischen Trägheiten wurden im Anschluss die beschleunigungsabhängigen Lasten thematisiert. Für deren Ermittlung wurde die Randelementmethode als numerisches Verfahren und die ihr zugrundeliegende Mathematik vorgestellt. Verschiedene Beispiele erlaubten die Verifizierung des eigens programmierten Solvers sowie die Vorstellung in welchem Rahmen und unter welchen Bedingungen eine Anwendung erfolgen kann. Die Erläuterungen boten zudem die Gelegenheit zur Einführung der hydrodynamischen Trägheitszahl, welche einen direkten Vergleich unterschiedlicher Objekte miteinander ermöglichte.

Als nicht direkt quantifizierbare, aber durchaus in Betracht zu ziehende Systemunsicherheiten waren zuletzt Wellen und Strömungen zu behandeln. Es wurde begründet, warum und wie die stochastischen Charakteristika des irregulären Seegangs nutzbar sind, um einen Störgrößen-Generator durch die Nutzung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zu modellieren. Zum Abschluss erfolgte die Modellierung einer alleinigen Strömung als störende Drift innerhalb von Ekman-Schichten in der Nähe von Meeresoberfläche und -grund. Dadurch gelang es eine konstant vorgegebene Strömung als zusätzliche Störgröße realitätsnah zu beschreiben.

Den zweiten Teil der Arbeit bildete die Vorstellung der „*method of elastic bands*“ als den eingangs beschriebenen Algorithmus zur dreidimensionalen Bewegungsplanung. Dieser gewährte als diskretes Verfahren die Ermittlung sinnvoller Solltrajektorien. Dazu verwendete die Methode separat zu ermittelnde, dynamische Eigenschaften des betrachteten Fahrzeugs für eine Verformung einer bekannten Initialbahn. Ein daraus bestimmtes Resultat entsprach einem Gleichgewicht einzelner, modellierter Anforderungen. Zu ihnen zählten neben den priorisierten Kollisionsvermeidungen mit Hindernissen und anderen Vehikeln ebenso das Einhalten von Toleranzen gegenüber der Ursprungsplanung einerseits sowie dem Meeresgrund oder der Meeresoberfläche andererseits. Beispielfhaft konnte anhand von mehreren Variationen eines Musterszenarios demonstriert werden, welche Auswirkungen die einzelnen Vorgaben auf die finale Kursplanung besitzen. Für alle war festzustellen und positiv hervorzuheben, dass der Algorithmus eine Bewegungsplanung bei Berücksichtigung von gesetzten Grenzen unter ihren diversen Anforderungen erfolgreich umsetzte.

Eine thematische Zusammenführung der bis dahin diskutierten Inhalte fand im letz-

ten Teil der Arbeit statt. Dazu wurden zunächst die nichtlinearen Bewegungsgleichungen eines Unterwasserfahrzeuges exemplarisch in ein lineares Zustandsmodell überführt. Anschließend erfolgte die Ermittlung relevanter Zähigkeits- und beschleunigungsabhängiger Lasten. Dabei erlaubten Erstgenannte, in Relation zur Schuberzeugung der Thruster, eine Identifizierung theoretischer Schranken für die Fahrtgeschwindigkeit. Diese war mit Hilfe einer verformten Plantrajektorie für einen Anwendungsfall weiter eingrenzbar. Zusammen mit der variierenden Fluidichte in der für das Beispiel gewählten Ostsee konnten letztlich vier extreme Betriebspunkte identifiziert werden. Deren Analyse zeigte anhand ihrer Eigenwerte, welche unter anderem instabile Zustände aufdeckte, die Notwendigkeit einer Regelung. Für eine gemeinsam gesuchte Regelverstärkung aller Ecksysteme wurde die Polbereichsvorgabe mit Hilfe von „*linear matrix inequality*“ umgesetzt. Die im Ergebnis feststehende Rückführungsmatrix ermöglichte letztlich den Nachweis, dass die geregelten Strecken jedes Ecksystems als stabil zu charakterisierende Eigenwerte aufwiesen.

Letzten Endes zeigte die Dissertationsschrift, wie tiefgehendes Systemverständnis von Unterwasserfahrzeugen, zweckmäßige Bewegungsplanung und umfängliche Reglersynthese ineinander greifen können. In Anbetracht der noch größtenteils unbekannten Tiefsee und der Notwendigkeit nach technischen Lösungen zu ihrer Erkundung soll diese Arbeit als Hilfestellung für deren Entwicklung und Einsatzmöglichkeiten dienen.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	IX
Abkürzungsverzeichnis	XI
1. Einleitung	1
1.1. Motivation und Zielstellung	2
1.2. Einordnung in Wissenschaft und Technik	5
1.3. Ausblick auf die Kapitel	10
1.4. Vorbemerkungen zur Notation	11
2. Theoretische Grundlagen	13
2.1. Benennung der Bewegungsgrößen	13
2.2. Koordinatensysteme	14
2.2.1. Rotationsmatrizen	17
2.2.2. Abbildungsmatrizen	19
2.3. Bewegungsgleichungen	20
2.3.1. Darstellung in Matrizen Schreibweise	21
2.3.2. Darstellung im Zustandsraum	22
2.4. Zustandsregelung mit Unsicherheiten	24
2.4.1. Lineare Matrix-Ungleichungen	30
2.4.2. Polbereichsvorgabe	32
2.5. Identifikation von Belastungen	35
2.5.1. Perspektive der Festkörpermechanik	37
2.5.2. Perspektive der Strömungsmechanik	39
2.5.3. Einflüsse aus der Umwelt	43
3. Charakterisierung von Unsicherheiten	47
3.1. Benennung der Parameter	47
3.2. Fluiddichte	49

3.3.	Hydrodynamische Zähigkeitslasten	50
3.3.1.	Fallbeispiel ROV: Variation der Bahnorientierung	52
3.3.2.	Fallbeispiel ROTV: Variation der Stellgrößen	57
3.4.	Hydrodynamische Trägheiten	64
3.4.1.	Einführung in die Methode der Randelemente	66
3.4.2.	Randbedingungen auf der Körperoberfläche	71
3.4.3.	Validierung des REM-Solvers	72
3.4.4.	Fallbeispiel ROTV: Variation infolge Ruderschlag	77
3.4.5.	Fallbeispiel UWG: Variation infolge Bezugspunktwahl	80
3.5.	Einflüsse von Wellen und Strömungen	83
3.6.	Parameterbeurteilung für verschiedene UUVs	90
4.	Dreidimensionale Bewegungsplanung	93
4.1.	Methode der elastischen Bänder	93
4.2.	Modellierung	95
4.2.1.	Beschreibung von Missionsrouten	98
4.2.2.	Interpolationspolynome	100
4.3.	Detailbetrachtung virtueller Kräfte	101
4.3.1.	Innere Kräfte	102
4.3.2.	Äußere Kräfte	107
4.3.3.	Kooperative Kräfte	112
4.4.	Kräftegleichgewicht	115
4.5.	Demonstrationen an einem Musterszenario	117
4.5.1.	Durchsetzung verschiedener Anforderungen	119
4.5.2.	Änderung von Planungseigenschaften	122
5.	Anwendungsfall	127
5.1.	Modellreduzierungen	128
5.2.	Modellkomplettierung	134
5.3.	Einsatzszenario	136
5.4.	Systemanalyse und Reglersynthese	139
6.	Schluss teil	143
6.1.	Zusammenfassung	143
6.2.	Ausblick	146
A.	Ergänzungen zu Kapitel 2	149
A.1.	Zu Koordinatensystemen	149
A.2.	Zu Bewegungsgleichungen	152
A.3.	Zu den regelungstechnischen Aspekten	156

B. Ergänzungen zu Kapitel 3	159
B.1. Zur Fluiddicke	159
B.2. Zur Hydrodynamik	159
B.3. Zur Randelementmethode	164
C. Ergänzungen zu Kapitel 4	171
C.1. Zum Musterszenario	171
C.2. Zu den Ergebnissen	174
D. Ergänzungen zu Kapitel 5	177
D.1. Zur Vereinfachung	177
D.2. Zur Modellkomplettierung	185
D.3. Zum Szenario	187
Symbolverzeichnis	XIII
Literaturverzeichnisse	XXV

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

	Seite
1.1. Wassertiefen bis 200 m basierend auf SRTM30+ Daten	2
2.1. Definition von erd- und körperfesten Koordinatensystemen	15
2.2. Definition des bahnfesten Koordinatensystems gegenüber dem Inertialsystem .	16
2.3. Strukturbild des linearisierten Zustandsraummodells	27
2.4. Strukturbild der linearen Zustandsrückführung bei Vorgabe von Referenzen und Störungen	29
2.5. Darstellung von LMI-Bereichen und zugehörigen Parametern	32
2.6. Beziehung zwischen Polpaar und Zeitverhalten am Beispiel der Sprungantwort	35
2.7. Definition des strömungsfesten Koordinatensystems gegenüber dem Körper- bezugssystem	41
3.1. Konturdiagramme der Dichte für Seewasser in Abhängigkeit von Temperatur und Salinität für ausgewählte Wassertiefen	50
3.2. Experimentaler Aufbau zur Bestimmung hydrodynamischer Zähigkeitslasten .	53
3.3. Kräfteverteilung an einem ROV bei umlaufender Anströmung	55
3.4. Longitudinalkraftsbeiwert für ein ROV in Abhängigkeit seiner Orientierung .	56
3.5. Darstellung des untersuchten ROTVs in verschiedenen Perspektiven bei neu- traler Ausgangsstellung	58
3.6. Definition der Ruderstellungen des untersuchten ROTVs	59
3.7. Widerstandsbeiwerte des ROTVs für zwei Extremkonfigurationen in Abhän- gigkeit der Strömungsrichtung	60
3.8. Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts gegenüber verschiedenen Parame- tern sowie dafür unternommene Approximationen	61
3.9. Abweichungen der linearen Approximationen des Widerstandsbeiwertes für zwei Ruderstellungen gegenüber den CFD-Ergebnissen	62
3.10. Abweichungen der linearen und quadratischen Approximationen des Wider- standsbeiwertes für eine Nullstellung der Ruder gegenüber den CFD-Ergebnissen	63
3.11. Abweichungen der linearen und quadratischen Approximationen des Wider- standsbeiwertes für eine Nullstellung der Ruder gegenüber den CFD-Ergebnissen	63

3.12. Gebietsunterscheidungen für die REM und die Diskretisierung der Gebietsgrenze	68
3.13. REM-Ergebnisse einer diskretisierten Kugel im Vergleich zur theoretischen Potentialverteilung	73
3.14. Hydrodynamische Trägheitszahl einer diskretisierten Kugel im Theorievergleich	75
3.15. Hydrodynamische Trägheitszahlen einer diskretisierten Kugel für unterschied- liche Abstraktionsformen	76
3.16. REM-Ergebnisse eines diskretisierten Ellipsoiden im Theorievergleich	77
3.17. Betrachtete Ruderstellungen eines ROTVs	78
3.18. Hydrodynamische Trägheitszahlen für unterschiedliche Ruderstellungen ei- nes ROTVs	79
3.19. Verhältnis der hydrodynamischen Trägheitszahlen unterschiedlicher Ruder- stellungen gegenüber einer Normalposition	79
3.20. Typische Konstruktionsform eines UWGs mit verschiedenen Koordinatensystemen	80
3.21. Veränderung der hydrodynamischen Trägheiten auf der Hauptdiagonalen . . .	81
3.22. Veränderung der hydrodynamischen Trägheiten auf den Nebendiagonalen . . .	82
3.23. Maximalen, horizontalen Geschwindigkeit und vertikalen Beschleunigung von Wasserpartikeln in einer Welle gemäß verschiedener Theorien	84
3.24. Visualisierung der Ekman-Schichten und einer beispielhaften Ekman-Spirale . .	87
3.25. Einfluss der Ekman-Schichten auf die relative Fluidgeschwindigkeit	89
4.1. Geometrische und kinetische Definitionen für einen Knoten mit Bezug auf dessen Vorgänger im Inertialsystem	96
4.2. Modellierung des Rollwinkels durch seine Gewichtungsfunktion	97
4.3. Definitionen von Mess- und Manöverpassagen gegenüber einer Schiffsroute . . .	99
4.4. Einseitige Longitudinalkräfte am aktuellen Knoten	103
4.5. Gewichtungsfunktion der Longitudinalkraft	104
4.6. Einseitige Lateralkräfte am aktuellen Knoten	106
4.7. Eigenschaften im Zusammenhang mit der Lateralkraft	107
4.8. Einseitige und resultierende Hinderniskräfte am aktuellen Knoten	108
4.9. Gewichtungsfunktion der Hinderniskraft	109
4.10. Resultierende Passagenkraft am aktuellen Knoten sowie die zugehörigen, geometrischen Zusammenhänge	110
4.11. Gewichtungsfunktion der Passagenkraft	111
4.12. Resultierende Tiefenkräfte am aktuellen Knoten und seinem Nachfolger	111
4.13. Gewichtungsfunktion der Tiefenkraft	112
4.14. Einseitige Kooperationskräfte in Ausweich- und Überholmanövern	114
4.15. Gewichtungsfunktion der Kooperationskraft	115
4.16. Schematische Ansicht der Musterszene	117
4.17. Variationsübersicht und Ablauf der Methode der elastischen Bänder	118

4.18. Deformation des Musterszenarios <i>D0</i> im Vergleich zur Initialplanung	119
4.19. Deformation der Varianten <i>A1</i> bis <i>A3</i> im Vergleich zum Musterszenario <i>D0</i> in mehreren Orthogonalprojektionen	120
4.20. Ausgewählte kinematische und kinetische Größen der Bewegungsplanung für die Szenarien <i>A1</i> bis <i>A3</i> im Vergleich zu <i>D0</i>	121
4.21. Deformation der Varianten <i>O1</i> und <i>O2</i> im Vergleich zum Musterszenario <i>D0</i> in mehreren Orthogonalprojektionen	122
4.22. Momentangeschwindigkeit für die Szenarien in <i>O1/O2</i> und <i>P1/P2</i> im Ver- gleich zu <i>D0</i>	123
4.23. Deformation der Varianten <i>P1</i> und <i>P2</i> im Vergleich zum Musterszenario <i>D0</i> in mehreren Orthogonalprojektionen	124
4.24. Momentangeschwindigkeit in (a) und Bahnneigungswinkel in (b) für die Sze- narien <i>V1</i> und <i>V2</i> im Vergleich zu <i>D0</i>	125
5.1. CAD- und REM-Darstellung des analysierten ROVs	128
5.2. Reaktionäre, körperfeste Lasten an einem UUV für verschiedene Bewegungs- richtungen und -geschwindigkeiten	133
5.3. Antriebskonfiguration des analysierten UUVs	134
5.4. Schubkraftverlauf eines Thrusters für verschiedene Spannungen und resul- tierende Gesamtkraft im operativen Betrieb eines UUVs	137
5.5. Missionsplanung für den diskutierten Anwendungsfall	138
5.6. Resultierende, diskrete Trajektorie der durch die MEB verformten Inertial- bahn in der Profilansicht	139
5.7. Eigenwerte der unregelten Ecksysteme	140
5.8. Eigenwerte der geregelten Ecksysteme und definierte LMI-Gebiete	141
A.1. Definition des bahnfesten Koordinatensystems gegenüber dem Körperbe- zugssystem	150
A.2. Definition des antriebsfesten Koordinatensystems gegenüber dem Körperbe- zugssystem	151
B.1. Verteilung des Kraftkoeffizienten an einem ROV bei umlaufender Anströ- mung in verschiedenen Koordinatensystemen	160
B.2. Verteilung des resultierenden Kraftkoeffizienten an einem ROV bei umlau- fender Anströmung	161
B.3. Abweichungen der verschiedenen Approximationen des Widerstandsbeiwer- tes für zwei Ruderstellungen gegenüber den CFD-Ergebnissen	162
B.4. Abweichungen der quadratischen Approximationen des Widerstandsbeiwer- tes für zwei Ruderstellungen gegenüber den CFD-Ergebnissen	163

B.5. Widerstandsbeiwerte des ROTVs für verschiedene Extremkonfigurationen in Abhängigkeit der Strömungsrichtung	163
C.1. Kräfteverteilungen entlang eines Bandes am Beispiel von Szenario <i>A1</i>	173
C.2. Deformation der Varianten <i>N1</i> und <i>N2</i> im Vergleich zum Musterszenario <i>D0</i> in mehreren Orthogonalprojektionen	174
C.3. Momentangeschwindigkeit und Bahnneigungswinkel für die Szenarien <i>N1</i> und <i>N2</i> im Vergleich zu <i>D0</i>	175
C.4. Deformation der Varianten <i>V1</i> und <i>V2</i> im Vergleich zum Musterszenario <i>D0</i> in mehreren Orthogonalprojektionen	175
C.5. Bahnneigungswinkel für die Szenarien <i>O1/O2</i> und <i>P1/P2</i> im Vergleich zu <i>D0</i> .	176
D.1. Approximierte Geometrie des UUVs in verschiedenen Ansichten	179
D.2. Elementverteilung der approximierten UUV-Geometrie	179

TABELLENVERZEICHNIS

	Seite
2.1. Übersicht der verwendeten Koordinatensysteme	15
2.2. Übersicht der Zusammenhänge zwischen den Transformationen	18
2.3. Definitionsfaktoren ausgewählter LMI-Gebiete	33
3.1. Einschätzung der Bedeutsamkeit von Unsicherheiten für Parameter verschie- dener UUVs in unterschiedlichen Einsatzszenarien (Empfehlung)	90
4.1. Virtuelle Kräfte der MEB und ihre Bedeutungen	102
A.1. Typische Messgrößen meerestechnischer Systeme und gebräuchliche Messin- strumente	155
B.1. Angabe der Wertigkeiten für die Koeffizienten	159
B.2. Auflistung der Trägheitseigenschaften des ROTVs	167
B.3. Eigenschaften der verschiedenen Kugelhälften mit Bezug auf Elementanzahl und -flächen	168
B.4. Auflistung der Trägheitseigenschaften des UWG	168
B.5. Horizontale und vertikale Geschwindigkeits- sowie Beschleunigungskompo- nenten einer Welle	169
C.1. Auflistung des Anfangszustandes sowie diverse weitere Einstellungen und Festlegung vom Musterszenario $D0$	171
C.2. Übersicht und Vergleich der unternommenen Variationen gegenüber dem Musterszenario	172
D.1. Einträge der Massenmatrix und der hydrodynamischen Massenmatrix eines ausgewählten ROVs	178
D.2. Experimentell in und um körperfeste Achsen bestimmte Lasten eines UUVs . .	181
D.3. Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2. Ordnung für das experimentell bestimmte System	182
D.4. Position und Orientierung der Propeller eines UUVs	185

D.5. Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2.	
Ordnung für das skalierte Nominalsystem	186
D.6. Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2.	
Ordnung für das skalierte Supremum	186
D.7. Extremcharakteristika der Ostsee	187
D.8. Auflistung des Anfangszustandes sowie diverse weitere Einstellungen und	
Festlegung vom Anwendungsfall	187
D.9. Eigenwerte der unregelten Ecksysteme	188
D.10. Eigenwerte der geregelten Ecksysteme	189

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

	Bedeutung	Übersetzung
ADCP	acoustic Doppler current profiler	Ultraschall-Doppler-Profil-Strömungsmesser
APF	artificial potential field	künstliches Potentialfeld
AUO	artificial underwater object	künstliches Unterwasserobjekt
AUV	autonomous underwater vehicle	Autonomes Unterwasserfahrzeug
BEM	boundary element method	s. REM
BVP	boundary value problem	Randwertproblem
CAD	computer aided design	rechnerunterstütztes Konstruieren
CAS	computer algebra system	
CFD	computational fluid dynamics	numerische Strömungsmechanik
CP	continuous path	Kontinuierlicher Pfad
CTD	conductivity temperature depth	Leitfähigkeit, Temperatur, Tiefe
DGL	Differentialgleichung	
DOF	degree of freedom	Freiheitsgrad
FDM	finite difference method	Finite-Differenzen-Methode
FEM	finite element method	Finite-Elemente-Methode
FVM	finite volume method	Finite-Volumen-Verfahren
IMO	International Maritime Organization	Internationale Seeschiffahrts-Organisation
IMU	inertial measurement unit	inertiale Messeinheit
INS	inertial navigation system	inertiales Navigationssystem
ISA	International Seabed Authority	Internationale Meeresbodenbehörde
KI	künstliche Intelligenz	
LDI	linear differential inclusion	Lineare Differential-Menge
LGS	lineares Gleichungssystem	
LKH	linke komplexe Halbebene	
LMI	linear matrix inequality	Lineare Matrix-Ungleichung
MEB	method of elastic bands	Methode der elastischen Bänder

	Bedeutung	Übersetzung
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics	Nationales Beratungskomitee für die Luftfahrt (der USA)
NASA	National Aeronautics and Space Administration	Nationale Aeronautik- und Raumfahrtbehörde (der USA)
NED	north east down	Norden Osten Unten
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration	Nationale Ozean- und Atmosphärenbehörde (der USA)
NURBS	non-uniform rational basis spline	non-uniformer rationaler Basis-Spline
PADI	Professional Association of Diving Instructors	
PTP	point to point	Punkt zu Punkt
RANSE	reynolds averaged navier stokes equations	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen
RAO	response amplitude operator	Antwort-Amplituden-Operator
REM	Randelementmethode	
ROTV	remotely operated towed vehicle	ferngesteuertes, geschlepptes Unterwasserfahrzeug
ROV	remotely operated vehicle	ferngesteuertes Unterwasserfahrzeug
RWP	Randwertproblem	
SLAM	simultaneous localization and mapping	simultane Positionsbestimmung und Kartenerstellung
SNAME	Society of Naval Architects and Marine Engineers	Gesellschaft der Schiffbauingenieure und Meerestechniker
SRTM	Shuttle Radar Topography Mission	Shuttle Radar Topographie Mission
TC	towing cable	Schleppseil
UAV	unmanned aerial vehicle	unbemanntes Luftfahrzeug
UBC	underwater bottom crawler	Unterwasserfräsmaschine mit Kettenlaufwerk
UC	umbilical cable	Versorgungskabel
USBL	ultra-short baseline	Unterwassernavigationssystem
USV	unmanned surface vehicle	unbemanntes Meeresoberflächenfahrzeug
UUV	unmanned underwater vehicle	unbemanntes Unterwasserfahrzeug
UWG	underwater glider	Unterwassergleiter
WAMIT	Wave Analysis at M.I.T	Wellenanalyse des Massachusetts-Instituts für Technologie

KAPITEL 1

EINLEITUNG

„Throughout history, the ocean has been a vital source of sustenance, transport, commerce, growth, and inspiration. Yet for all of our reliance on the ocean, more than eighty percent of this vast, underwater realm remains unmapped, unobserved, and unexplored.“ NOAA [1.1]

Das Zitat betont gleichermaßen die einzigartige Bedeutung sowie das nach wie vor ungenutzte Potential der Ozeane. Es ist deshalb verständlich, wenn in Übereinstimmung mit dem WORLD OCEAN REVIEW [1.2] Staaten frühzeitig Lizenzen für einen Rohstoffabbau vom Meeresboden erwerben, obwohl nach DAVIES [1.3] die notwendigen Technologien noch am Anfang ihrer marktreifen Entwicklung stehen. Im absoluten Kontrast dazu steht das wissenschaftliche Bestreben der NASA [1.4], analoge Bedingungen von Hydrosphären auf anderen Planeten durch die Erkenntnisse aus der terranen Tiefsee vorhersagen zu können. Diese beiden, höchst unterschiedlichen Beispiele sollen als eine Minimalauswahl den Standpunkt unterstreichen, dass in den kommenden Jahrzehnten eine zunehmende Komplexität von Unterwassersystemen nicht nur absehbar, sondern unausweichlich ist. Denn nur auf diesem Weg wird die Meerestechnik den zunehmenden Anforderungen, Ansprüchen, Bedürfnissen und Erfordernissen für die Entwicklung oder das Betreiben von Anlagen der Aquakultur, Öl- und Gas-Förderung, des Unterwasserbergbaus sowie der verschiedensten Forschungsaktivitäten gerecht werden können.

Vor diesem bewusst groß gewählten Hintergrund sollen die folgenden Seiten den Lesern nahe bringen, in welcher Form und in welchem Maße die Dissertationsschrift ein Puzzleteil zu dieser vielschichtigen Thematik beitragen will.

1.1. Motivation und Zielstellung

Um das Erfordernis an Technologie zur Umsetzung der erwähnten und weiterer Aufgaben zu untermauern, sind sich drei Fakten vorzuhalten: 1. selbst erfahrenen Taucher wird durch die Professional Association of Diving Instructors (PADI) angeraten ohne Hilfsmittel lediglich 20 m hinabzutauchen¹, 2. die nach SHIKLOMANOV [1.6] mehr als 70 % der Erdoberfläche bedeckende Hydrosphäre erreicht Tiefen, welche zu einem Anteil von 82 % größer sind als 200 m (weiße Fläche in Abb. 1.1) und 3. die durchschnittliche Meerestiefe beträgt laut CHARETTE & SMITH [1.7] 3682 m. Darüber hinaus sollen nach ALMANSA ET AL. [1.8] eine fortschreitende Prozessautomatisierung sowie gleichzeitige Reduzierung menschlicher Risiken umgesetzt werden. Als einzig sinnvoll erscheinende, allen Anforderungen gerecht werdende Lösung bietet sich deshalb der Einsatz von »*unmanned underwater vehicles*« (UUVs) an. Darunter fallen »*remotely operated vehicles*« (ROVs) für die Ausführungen von Installations-, Wartungs- und Demontagearbeiten, ebenso wie »*autonomous underwater vehicles*« (AUVs), »*remotely operated towed vehicles*« (ROTVs) und »*underwater gliders*« (UWGs) für das Wahrnehmen von hydrographischen Vermessungs- oder anderweitigen Erkundungsaufgaben sowie für das Stellen von Trägerplattformen für unterschiedlichste Messinstrumente.

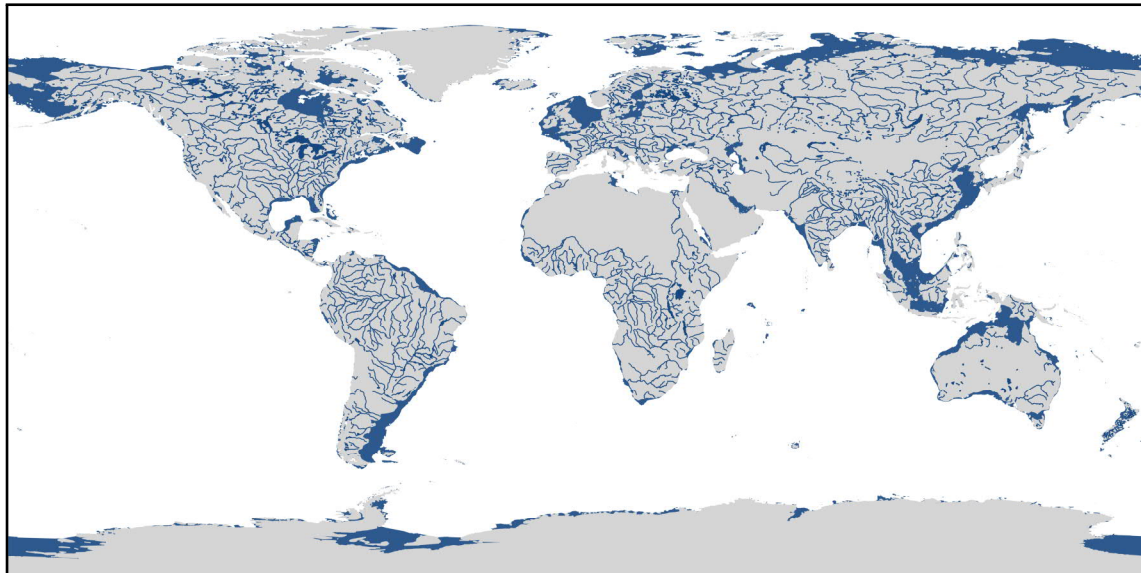


Abbildung 1.1.: Wassertiefen bis 200 m, basierend auf SRTM30+ Daten nach BECKER ET. AL [1.9] und NATURALEARTH [1.10], in **Blau** hervorgehoben

¹NÉRY [1.5] stellt Apnoetaucher als die bestätigende Ausnahme der Regel vor. Sie sind aber trotzdem nicht in der Lage umfassendere, körperliche Arbeiten in den erreichten Tiefen durchzuführen.

Für die verschiedenen Aufgabenstellungen werden oftmals hochgradig spezialisierte Systemlösungen eingesetzt. Zum einen sind so die jeweiligen Vorteile der einzelnen UUVs bestmöglich nutzbar. Zum anderen ist das den individuellen Randbedingungen eines jeden Einsatzes geschuldet. Zu diesen zählen neben diversen Umweltaspekten die verfügbare Ausstattung ebenso wie die Kompetenzen und Erfahrungen der Anwender vor Ort. Weil darüber hinaus selbst alltägliche Arbeiten unter Wasser mit bedeutendem Mehraufwand verbunden sind und daher deren Zahl möglichst gering gehalten wird, werden derzeitige Geräte mehrheitlich nur in einer Kleinserie produziert. Die Entwicklung eines neuen Unterwasserkörpers, notwendig bspw. weil verbesserte Messinstrumente andere Abmessungen oder Massen beanspruchen, beginnt deshalb häufig wieder von vorne. Hierfür sind verschiedenste konstruktions-, elektro- und regelungstechnische sowie strömungsmechanische Aspekte ebenso wie ihre sich gegenseitig beeinflussenden Auswirkungen zu berücksichtigen. Exakt hier will die vorliegende Arbeit anknüpfen und die beiden zuletzt genannten Aspekte in den Fokus nehmen.

Dazu soll als erstes Ziel das Verständnis über ein weitgehend beliebiges System ‚*Unterwasserkörper*‘ so gestaltet werden, das dessen Eigenschaften mit Bezug auf die Formgebung als faktorische Unsicherheiten verstanden, beschrieben und deren Auswirkungen im Kontext der eigentlichen Aufgabe eingeordnet werden können. Deshalb erfolgt auf Grundlage einer Systemanalyse primär die Darstellung unter hydrodynamischen Gesichtspunkten. Um die auf diesem Wege herausgearbeiteten Stellschrauben für die Leser möglichst anschaulich zusammenzustellen, werden praxisnahe Beispiele herangezogen. Die Dissertationsschrift möchte sich in diesem Zusammenhang nicht zuletzt als Leitfaden und Handlungshilfe für Entwickler beweisen. Damit verbunden sind neben den theoretischen Erklärungen ebenfalls die Erläuterungen zu den notwendigen Mitteln und Werkzeugen um die vorgestellten Parameter bestimmen zu können. Im Unterschied zu vielen anderen Literaturquellen soll hierfür schlussendlich eine durchgehende und gesamtheitliche Notation zum besseren Verständnis beitragen.

Mit der Luftfahrt findet sich außerdem ein in vielerlei Hinsicht verwandter und durchaus als Vorbild dienender Themenkomplex. Das beginnt mit den Bewegungsmöglichkeiten im Raum sowie der damit verbundenen mathematisch-physikalischen Beschreibung eines Körpers und endet in der Wahl funktionsverwandter Sensoren. Eine weitere Gemeinsamkeit findet sich durch NONAMI ET AL. [1.11] und RAVELL ET AL. [1.12] in der gegenüber Flugzeugen oder »*unmanned aerial vehicles*« (UAVs) in vielen Aspekten gleichenden Steuerung von UUVs. Das trifft ebenso auf die jeweils hoch priorisierte Gewährleistung von Funktionalität und Zuverlässigkeit aller technischen Bauteile zu. Während

diese in der Luftfahrt primär mit der Sicherheit von Passagieren im Einklang stehen, sind sie für UUVs insbesondere auf den beschränkten Zugriff sowie die vergleichsweise großen Wartungszyklen und -kosten zurückzuführen.

Es ist allerdings nicht notwendig dem Großteil der luftfahrttechnischen Einschränkungen auf maritimer Seite zu folgen, denn die jeweiligen Operationsräume und Aufgabenstellungen bedingen prinzipiell andere Herangehensweisen. So bedarf es aktuell keinem hydrosphärischen Pendant zur strikten, nach der FEDERAL AVIATION ADMINISTRATION [1.13] vollends koordinierten und mit Ausnahme der Höhen-Übergangsbahnen nahezu zweidimensionalen Leitung des Luftverkehrs. Mit Blick auf die realisierbaren Fahrtgeschwindigkeiten ist deshalb eine alternative und maßgeschneiderte Führungsfindung erreichbar bzw. erforderlich. Weil hierbei die Herausforderungen wie zuvor erläutert sehr differenziert sein können, ist das zweite Ziel der Dissertation einen gleichwertigen, möglichst variabel modellierbaren Algorithmus zur Bewegungsplanung zu entwickeln. Dessen Lösungen sollen hierfür die Dreidimensionalität der Umgebung ebenso wie die Dynamik des Körpers berücksichtigen. Letzteres gewinnt vor allem für teil- und vollautonome Systeme an Bedeutung, bei denen möglichst wenige Kurskorrekturen durchzuführen sind. Diese stehen wiederum unmittelbar im Zusammenhang mit dem Energiebedarf der Geräte, welcher als essentielles Kriterium maßgeblich die Dauer und damit den Erfolg einer Mission bestimmt.

Der Entwurf geeigneter Trajektorien ist jedoch nur im Zusammenspiel mit einer qualifizierten Regelung von effektivem Nutzen. Aufgrund der vorausgesetzten Zuverlässigkeit muss diese robust gegenüber äußeren Einflüssen ausgelegt sein, denn UUVs agieren vorrangig in Gewässern, die als chaotisch zu charakterisieren sind. Wie im anschließenden Abschnitt herausgearbeitet wird, beschäftigt sich deshalb eine Vielzahl von Veröffentlichungen mit der Regelung von »*artificial underwater objects*« (AUOs) in ihren verschiedensten Varianten und für die unterschiedlichsten Funktionen. Eine Gemeinsamkeit findet sich oftmals im Hinweis der Autoren, dass zugrundeliegende Daten situationsbedingt einer genaueren Analyse unterzogen werden müssten. Als Ursachen sind einerseits das meist unter Laborbedingungen gestaltete Umfeld zu nennen, in der die Ingenieure und Techniker in der Nähe des optimalen Arbeitspunktes agieren können. Gleichzeitig mangelt es andererseits an den in-situ erhobenen Nachweisen aufgrund der sehr hohen Kosten realer Felderprobungen.

Den Abschluss bildet daher die Vorstellung und Anwendung eines geeignet erscheinenden Regelkonzepts, welches in der Lage ist, die Robustheit gegenüber den unvorhersehbaren, im Rahmen der Arbeit jedoch eingegrenzten Abweichungen umzusetzen. Es

soll in diesem Zusammenhang aber nicht der Anspruch erhoben werden, den Regler optimal für einen realen Körper auszulegen. Vielmehr wird der Fokus darauf gelegt, dass für generierte Trajektorien eine gemeinsame Reglerverstärkung ermittelt werden kann, um demonstrativ die Systemunsicherheiten zu kompensieren.

1.2. Einordnung in Wissenschaft und Technik

Bereits angedeutet wurden die zahlreichen Einsatzmöglichkeiten von UUVs auf maritimer Seite. Aber die Geräte, in ihren diversen Formen und Ausstattungen, finden ebenso Aufgaben in anderen Bereichen. Dazu zählen: die Begutachtung der Fundamente von Staudämmen (HIRAI & ISHII [1.14]) und Brücken, die Pipeline-Prüfung von Innen (LEDEZMA ET AL. [1.15]), die Reaktorinspektion in Kernkraftwerken (DONG ET AL. [1.16]), die Beobachtung von Strömungsfeldern innerhalb chemischer Großtanks oder ähnlicher Reservoirs (KREUZER & SOLOWJOW [1.17]) und die Dokumentation in der Unterwasserarchäologie (SAKAGAMI ET AL. [1.18]). Jedes Anwendungsgebiet stellt dabei seine individuellen Herausforderungen an eine technische Lösung. Nicht anders wäre es beim zukünftigen Sammeln von Mikroplastik in Gewässern, wobei CHOY ET AL. [1.19] deren größten Konzentrationen vor der kalifornischen Küste mittels ROV bereits in Tiefen von 200 m bis 600 m beobachten konnten.

Generell handelt es sich aufgrund der erläuterten Spezialisierungen bei einem UUV meist um ein Unikat oder Fabrikat einer Kleinstserie. Im Vergleich zum Automobil- und Flugzeugbau ist daher eine eingehende Erfassung hydro- bzw. fluiddynamischer Eigenschaften für wesentlich geringere Stückzahlen erforderlich. Deren Bestimmung ist wiederum mit entsprechendem Aufwand für jede Geometrievariation verbunden. Aus diesem Grund sind Experimente, sofern sie überhaupt durchgeführt werden, auf ein Minimum beschränkt. Versuche in Schlepprinnen haben außerdem den Nachteil, dass sie mit Blick auf ein ROV nur ausschnittsweise eine eintretende Bewegungsorientierung im dreidimensionalen Operationsraum widerspiegeln. Resultierende Zähigkeitslasten, mit ihrer starken Abhängigkeit gegenüber der Anströmrichtung, können daher nur über eine ganze Testreihe festgehalten werden (vgl. Abschnitte 2.5.2 und 3.3). Bemühungen um hydrodynamische Kräfte zu bestimmen, die auf eine Relativbeschleunigung zwischen Struktur und Fluid zurückzuführen sind sowie auf der Körperoberfläche wirken (vgl. Abschnitt 3.4), erfordern nach KOROTKIN [1.20] und CELY ET AL. [1.21] ein detailgetreues Modell oder bestenfalls die Originalgeometrie. Im Stadium eines Entwurfsprozesses erscheinen solche Experimente deswegen nach heutigen Industriemaßstäben als wenig flexibel.

Stattdessen kommen nach DONG ET AL. [1.16] vermehrt »*computational fluid dynamics*« (CFD)-Simulationen zur Anwendung. Sie besitzen umfangreiche Möglichkeiten und erlauben die zunehmend komplexeren Geometrien mit variableren Designs zu untersuchen (vgl. Abschnitt 3.3.2). Im Gegenzug müssen sie dafür jedoch vielfach Kompromisse hinsichtlich des Detailgrades eingehen. Experimente (vgl. Abschnitt 3.3.1) dienen dann, wie in CELY ET AL. [1.21] und HOTH & KOWALCZYK [1.22] geschehen, vor allem zur Bestätigung ausgewählter Simulationen und der dazu getroffenen Vereinfachungen. Weitere Voraussetzungen sind der Zugriff auf geeignete Software-Lösungen ebenso wie die verfügbare Rechenleistung. Letztgenanntes ist insbesondere für Simulationen transienter Vorgänge ein beschränkendes Kriterium. Für das etwaige Ziel, akustische Emissionen durch sich am Objekt ablösender Wirbel festzustellen, wäre aus diesem Grund nur die Betrachtung einzelner Betriebspunkte realistisch.

Numerische Handlungsspielräume ergeben sich abseits der Zähigkeits- genauso für Trägheitslasten (vgl. Abschnitt 3.4.1). Als de facto Standard der Offshore-Industrie ist hier das in [1.23] dokumentierte *WAMIT*-Programmpaket zu nennen. Es basiert auf einem Panelverfahren zur Lösung eines Randwertproblems (vgl. Abschnitt 3.4), gestattet die frequenzabhängige Quantifizierung von Trägheitseigenschaften und erlaubt gemäß seiner theoretischen Erläuterungen durch LEE [1.24] vorrangig eine Aussage zum Übertragungsverhalten einer Struktur als Antwort auf die Anregung des Seegangs. Als Alternativen gelten unter anderem nach GOURLAY ET AL. [1.25] die ANSYS Produkte *AQWA* und *Fluent*. Als kostenpflichtige Softwareangebote sind Möglichkeiten für eventuelle Erweiterungen oder der Blick auf ihren Kernel aber gewollt klein gehalten, was Untersuchungen in vielen Details einschränkt. Unter der Voraussetzung geschlossener Querschnitte, wie sie die Doppelspanten eines Schiffes darstellen, bietet sich laut CLAUS ET AL. [1.26] anderweitig noch die Nutzung der konformen Abbildung auf einen Kreis als analytisches Verfahren an. Gleichgültig welchen Lösungsweg ein Anwender verfolgt, die komplexen Fluid-Struktur-Interaktionen können immer nur zu einem bestimmten Maße numerisch abgebildet werden und eine Restunsicherheit wird verbleiben.

Eben diese auszugleichen, obliegt den vorzusehenden Regelstrukturen. Als ihre Basis dienen Bewegungsgleichungen, deren Komplexität laut FOSSEN [1.27][1.28][1.29] mit der Anzahl zu berücksichtigender Freiheitsgrade (DOF) steigt (vgl. Abschnitt 2.3). Nach BROCKHAUS ET AL. [1.30] ist es in der Luftfahrt üblich eine Entkopplung in longitudinale und laterale Gleichungen vorzunehmen. Gleiches wird für die Schifffahrt in LEWANDOWSKI [1.31] ausgeführt und durch die SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS AND MARINE ENGINEERS [1.32] vereinbart. Zum einen wird diese Vorgehensweise durch jahrzehnte-

lange Praxiserfolge gestützt. Zum anderen erlaubt die dafür implizierte Vorzugsrichtung die Körperbewegung gleichzeitig in einem stationären Arbeitspunkt zu betrachten (vgl. Abschnitt 2.4). Das wiederum ermöglicht, wie in ØIEN [1.33] geschehen, auf Seiten der Regelung lineare Ansätze zu verfolgen und auf vielfach erprobte Methoden anderer Industriezweige zurückzugreifen. Ein weiterer Vorteil ist die Konzentration auf ein alleiniges Bewegungsproblem, etwa in einer Horizontal- (MOREIRA & SOARES [1.34]) oder Vertikalebene (TEIXEIRA ET AL. [1.35]). In den letzten Jahren wurden aber vermehrt ebenso nichtlineare Konzepte umgesetzt, welche die komplexe Physik der AUOs unmittelbar aufgreifen (CHEN ET AL. [1.36], HERMANN [1.37], WANG ET AL. [1.38]). Sie sind als Reaktion auf die eingangs erwähnten, wachsenden Anforderungen an UUVs und den damit einhergehenden, neuen technischen Entwicklung anzusehen.

Infolge der Beachtung von Nichtlinearitäten ergibt sich die Notwendigkeit, Eigenschaften und Parameter eines Systems differenzierter zu betrachten. Mehrheitlich werden die darin beteiligten Geräte einer 6 DOF-Regelung unterstellt. Wie in späteren Abschnitten (vgl. Abschnitte 3.2 bis 3.4) nachzuvollziehen ist, bedeutet das eine große Zahl an Unbekannten für die Bewegungsgleichungen. Es wurde bereits erläutert, dass zur Modellbildung jedoch nicht ausschließlich auf numerische Simulationen zu vertrauen sei. Das ist wiederholend für die gegenseitigen Interaktionen bzw. die sie repräsentierenden Kopplerterme zu betonen. Eine Identifikation gesuchter Systemmerkmale kann bei Schiffen bspw. mit Hilfe geeigneter Manöver erfolgen, wofür auf die Standards der INTERNATIONAL MARITIME ORGANIZATION [1.39], des AMERICAN BUREAU OF SHIPPING [1.40] und des GERMANISCHEN LLOYDS [1.41] verwiesen sei. Im Gegensatz zu diesen existierten für AUOs aber bisher keine einheitlich definierten Bewegungsabfolgen. Einer Alternative bedienen sich deswegen KARKOUB ET AL. [1.42], indem die Eigenschaften eines Ausgangssystems mit einem Rauschen additiv überlagert werden. Eine ähnliche Vorgehensweise verfolgen MOREIRA & SOARES [1.34], wobei hier das lineare Modell nichtlinearen Kräften und Momenten des Seegangs ausgesetzt wird um die Bewegung adäquat zu approximieren. TEIXEIRA ET AL. [1.35] betrachten hingegen mehrere Arbeitspunkte und interpretiert kleinste Abweichungen von diesen als die zu regelnden Unsicherheiten.

Als Referenzvorgabe für die Regelung eines UUVs fungiert unterdessen die Bahn- oder Trajektorienplanung (vgl. Abschnitt 4.1). Im Flugverkehr wird diese Aufgabe hauptsächlich vom Kollisionsvermeidungssystem „TCAS“ wahrgenommen, welches größtenteils einem Straßenverkehrsleitsystem gleicht und seitens der FEDERAL AVIATION ADMINISTRATION [1.43] beschrieben wird. Viele Prozesse sind auf diesem Weg reguliert, standardisiert und letztlich automatisiert. So gibt es bspw. mehrere vertikale „Verkehrsebenen“, die

eine einfache weil vorwiegend zweidimensionale Routenfindung ermöglichen. Die Piloten und Lotsen erfahren infolgedessen eine sinnvolle Unterstützung durch die Technologie. Im Unterwasserbereich kann von einem vergleichbaren Fortschritt noch keine Rede sein. Das ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass die Nähe zum Grund, anders als bei Flugzeugen, für UUVs durchaus gewollt und bei Vermessungsarbeiten sogar explizit von Behörden wie dem BUNDESAMT FÜR SEESCHIFFFAHRT UND HYDROGRAPHIE [1.44] gefordert wird. Dieser Anspruch wird nicht zuletzt durch die relativ geringen Geschwindigkeiten der Geräte gerechtfertigt.

Als vorrangigste Schwierigkeit einer zweckmäßigen Bahnplanung tritt dabei die verfügbare Datenmenge aus der Bathymetrie auf. Im Gegensatz zur Auflösung der Kontinente von wenigen Zentimetern, wie bspw. von der EUROPEAN SPACE IMAGING [1.45] erwerbbar, existiert kein vergleichbarer Satz für die Ozeane. Stattdessen beträgt nach WITZE [1.46] die minimale, globale Rasterung 5 km und muss folglich durch lokale Erhebungen ergänzt werden. Aus diesem Grund gewinnt die Problematik der simultanen Positionsbestimmung und Kartenerstellung (SLAM) eine größere Bedeutung. Das trifft insbesondere auf die absehbaren Komplikationen bei der Erhebung notwendiger Daten und deren echtzeitfähigen Verarbeitung zu, wie sie QI ET AL. [1.47], HOTH [1.48] und LARANJEIRA ET AL. [1.49] verfolgten. Gängige Praxis ist deswegen die vorausgehende, separate Erkundung und Erstellung detaillierter Seekarten. Deren Vorliegen wird gleichermaßen für diese Arbeit vorausgesetzt. Ebenfalls angenommen wird die Möglichkeit einer angemessenen Positionsbestimmung, deren Umsetzung sowie Genauigkeit ein Thema für sich darstellt, welches bspw. ALLOTTA ET AL. [1.50] aufgriffen.

In Hinblick auf Methoden der Routenplanung sind eine Reihe an Schlagwörter zu nennen, wobei kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben wird. Wie ZENG ET AL. [1.51] aber feststellen, sind insbesondere für AUVs und UWGs die effiziente Wegfindung und damit die Wahl des Verfahrens ein wesentliches Element zur Verbesserung der Systeme. Für eine fallbasierte Planung werden, wie bei VASUDEVAN & GANESAN [1.52], bereits bekannte Routen mit Hilfe spezifischer Regeln zu neuen modifiziert. Auftretende Nachteile sind das Speichern auf Vorrat sowie das Stellen adäquater Kapazitäten, was insbesondere bei großen Kartenabmessungen als kritisch zu beurteilen ist. Evolutionäre Algorithmen leiten sich hingegen aus den Prinzipien der natürlichen Selektion sowie der zufälligen Veränderung ab und überschreiben vorherige Generationen. Der größte Schwachpunkt besteht in ihrem stochastischen Charakter: eine Reproduzierbarkeit des Ergebnisses unter gleichen Ausgangsbedingungen ist nicht garantiert. Wie STREICHERT [1.53] außerdem herausstellt, sind sie spezialisierten Ansätzen unterworfen. Gleichmaßen aus der Bio-

logie inspiriert und mit denselben Defiziten behaftet sind der Ameisenalgorithmus und die Baumsuche. Erstgenannter führt zwar laut LIU & DAI [1.54] zu einem akzeptablen Ergebnis, benötigt dafür jedoch sehr viel Rechenzeit. Letztgenannte ist in Übereinstimmung mit ROKACH & MAIMON [1.55] intuitiv, leicht verständlich und erfordert eine geringe Vorbereitung von Eingangsdaten. Im Gegenzug kann die Suche sehr zeitintensiv und komplex ausfallen. Dabei können kleine, anfängliche Änderungen bereits immense Auswirkungen auf die Ergebnisse erzwingen.

Dem A*-Algorithmus unterliegt derweil die Idee zuerst solche Positionen zu untersuchen, die vermeintlich schnell zum Ziel führen. Dafür wird allen bekannten Koordinatenkombinationen eine Gewichtung zugeordnet und anhand dieser eine Priorisierung der zu untersuchenden Reihenfolge vorgenommen. CAO ET AL. [1.56] stellen eine modifizierte, auf AUVs zugeschnittene Variante vor, die im Sinne des Energieverbrauchs eine vielversprechende Prozessleistung präsentiert. Abseits davon zeigen ATAEI & YOUSEFI-KOMA [1.57] durch eine Einbeziehung der Körperdynamik das Finden eines räumlichen Optimums hinsichtlich verschiedener Kriterien, wozu unter anderem Pfadlänge und Tauchgradient zählen. Ein Optimierungsproblem findet sich ebenfalls in der Methode des minimalen Knalls aus MELLINGER & KUMAR [1.58]. Dabei werden zusätzliche Zwangsbedingungen in das Problem mit aufgenommen, um bspw. beabsichtigte Korridore abzubilden. Auf vergleichbare Art und Weise nähern sich genauso die Routen bei der Nutzung von künstlichen Potentialfeldern ihrer finalen Lösung an, wie unter anderem bei LI ET AL. [1.59] und YUN ET AL. [1.60]. Sie implizieren mathematisch das Vorhandensein von Quellen und Senken, die durch ihre jeweiligen Stärken letztlich eine Abstoßung bzw. Anziehung des ihnen ausgesetzten Körpers imitieren.

Die vorliegende Arbeit legt mit den „*Elastischen Bändern*“ (vgl. Kapitel 4) einen Schwerpunkt auf ein Verfahren, das in seinen Grundzügen aus den zuvor genannten Potentialfeldern entstanden ist. Geprägt durch KHATIB [1.61][1.62] und QUINLAN & KHATIB [1.63][1.64], besitzen die Bänder ihre Anfänge in der Verbindung einer echtzeitfähigen Planung zur Kollisionsvermeidung mit der dazu notwendigen Steuerung von Robotern. Eine Integration in moderne, mobile Typen sowie einer direkten Einbindung in die Regelungstechnik gelang bspw. QI ET AL. [1.47] und RÖSSMANN ET AL. [1.65][1.66]. Im Laufe der Jahre fand die Methode durch BRANDT & SATTEL [1.67], HESSE & SAT [1.68] und SONG ET AL. [1.69] ebenfalls ihre Anwendung zur zweidimensionalen Planung der Fahrwege von Automobilen. Hier belegte spätestens FRESE [1.70] die Tauglichkeit zur kooperativen Planung. Dies ist insbesondere vor dem Hintergrund interessant, dass UUVs zunehmend in Schwärmen agieren. Ziel dieser Maßnahme ist, wie bei HACK-

BARTH ET AL. [1.71], die Nutzung entstehender Synergieeffekte mehrerer, miteinander in Verbindung stehender Geräte. Insbesondere das angestrebte, simultane Erfassen von Messwerten soll ein vertieftes Verständnis des untersuchten Prozesses erlauben.

1.3. Ausblick auf die Kapitel

Kapitel 2 umfasst die eingehende Darlegung theoretischer Grundlagen, die den Lesern das gesamtheitliche Verständnis der Arbeit erlauben soll. Begonnen wird dafür bei der prinzipiellen Erläuterung des Operationsraums und einer Herleitung der mathematisch-physikalischen Beschreibung des Körpers aus den Newtonschen Axiomen. Im Anschluss wird der Übergang zur regelungstechnischen Sichtweise geschlagen, um mit einer Erläuterung der wirkenden Lasten auf ein UUV zu enden.

Kapitel 3 enthält die Aufarbeitung der zuvor aufgezeigten, quantifizierbaren Unsicherheiten des betrachteten Systems. Die zentralen Schwerpunkte stellen hierbei die jeweilige Behandlung der hydrodynamischen Belastungen und Trägheiten dar. Es wird gezeigt, wie diese für einen beliebig geformten Körper bestimmt und in welchem Maße sie durch eine Abweichung vom idealen Arbeitspunkt beeinflusst werden können.

Kapitel 4 beschäftigt sich detailliert mit dem entwickelten Algorithmus zur dreidimensionalen Bewegungsplanung. Vorgestellt werden dazu die Hintergründe und Werkzeuge, die eine individuelle Anpassung an verschiedenste Aufgabenstellungen erlauben. Diese werden exemplarisch an einer übersichtlichen Auswahl zweckdienlicher Szenarien illustriert und ausgewählte Stellmöglichkeiten veranschaulicht.

Kapitel 5 führt wesentliche Aspekte der beiden vorherigen in einem realen Anwendungsfall zusammen. Dazu wird zunächst die mathematisch-physikalische Beschreibung eines UUVs komplettiert, um anschließend die Linearisierung um einen Betriebspunkt zu demonstrieren. Hierfür wird unmittelbar das gestaltete Einsatzszenario bzw. die ermittelte Bewegungsplanung quantitativ miteinbezogen. Auf Basis der dabei bestimmten Ecksystemen wird schließlich eine gesamtheitliche Reglersynthese unternommen.

Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung des geleisteten Aufwands sowie über die gewonnenen Erkenntnisse. Als Abschluss werden Empfehlungen für die Anschlusspunkte weiterführender Arbeiten und zukünftiger Thematiken getroffen.

1.4. Vorbemerkungen zur Notation

Die Dissertationsschrift schneidet mehrere Teildisziplinen der Ingenieurwissenschaften an. Im Laufe der Zeit haben sich in diesen oftmals Standardsymbole etabliert, die inzwischen zum leichteren Verständnis und zur besseren Kontextfindung beitragen. Damit wäre eine teilweise Doppelbelegung in Kauf zu nehmen, wenn keinerlei Anpassungen vorgenommen würden. Einerseits sind die erwähnten positiven Aspekte aufzugreifen, andererseits ist den Lesern jedoch eine möglichst stringente Notation zu präsentieren.

Um diesen Konflikt zu begegnen, werden in einem ersten Schritt die Symbol in Schreibschrift (\mathscr{A}) angegeben sofern sie im expliziten Zusammenhang mit der Systemregelung stehen. Mengen oder Bereiche werden hingegen durch Großbuchstaben mit Doppelstrich (\mathbb{A}) und mathematische, nicht indizierende Operatoren in Fraktur (\mathfrak{A}) geschrieben.

Dieser Ansatz erlaubt jedoch nur zu einem bestimmten Maße die gewollte Unterscheidung der verschiedenen Variablen. Deshalb erfolgt zwecks ihrer einfacheren Zuordnung im Symbolverzeichnis ein zusätzlicher Vermerk mit verschiedenen Bezügen. Diese beziehen sich auf die thematischen sowie inhaltlichen Schwerpunkte der Arbeit und können wie folgt benannt werden:

- C vorwiegend im Zusammenhang mit regelungstechnischen Aspekte stehend,
- CS primär zum Informationstransfer zwischen Koordinatensystemen benötigt,
- D insbesondere in Verbindung mit der Körperdynamik erforderlich,
- M hauptsächlich mit den Ausführungen aus Kapitel 4 gebraucht oder
- U schwerpunktmäßig mit Unsicherheiten thematisiert.

Unabhängig der Schriftart werden skalare Größen in normaler Schrift (a), 3-komponentige Variablen durch mit Vektorpfeilen versehene Buchstaben (\vec{a}) und sie zusammenfassende, 6-komponentige Spaltenmatrizen mit Kleinbuchstaben in fetter Schrift (\mathbf{a}) gekennzeichnet. Letzteres trifft ebenso auf Matrizen zu, jedoch werden zur Unterscheidung für sie Großbuchstaben (\mathbf{A}) genutzt. Beschreiben die Genannten darüber hinaus eine abgeschlossene Teilmenge, sind sie als Intervallvariablen zu verstehen und werden durch eckigen Klammern ($[a]$) hervorgehoben. Sie besitzen mit ihrem Infimum und Supremum eine Unter- sowie Obergrenze. Dabei gilt die Annahme, dass die Einträge im Intervall unabhängig voneinander sind. Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die De-

definition gemäß Gl. (1.1) schreiben.

$$[\mathbf{a}] \equiv [\underline{\mathbf{a}}; \overline{\mathbf{a}}] = [\inf([\mathbf{a}]); \sup([\mathbf{a}])] \quad \underline{\mathbf{a}} \leq \overline{\mathbf{a}}, \quad \{\mathbf{a} \in \mathbb{R} \mid \underline{\mathbf{a}} \leq \mathbf{a} \leq \overline{\mathbf{a}}\} \quad (1.1)$$

Eine eventuelle Abhängigkeit einer Variable gegenüber einem Bezugskordinatensystem wird durch einen Index links oben ($^j\mathbf{a}$) und eine mathematische Operation durch ihr Zeichen rechts oben (\mathbf{A}^T) angezeigt. Die Nullmatrix wird als $\mathbf{0}_{m \times n}$, die Einsmatrix als $\mathbf{1}_{m \times n}$ und die quadratische Einheitsmatrix durch $\mathbf{I}_{m \times n}$ unter Angabe von m -Zeilen und n -Spalten geschrieben. Um große Formelausdrücke im Zusammenhang mit den trigonometrischen Funktionen kompakt zu halten, werden diese durch äquivalente Vereinfachungen (z.B. $\cos \phi \equiv c \phi$) abgekürzt.

Eine letzte Simplifizierung betrifft die Einführung einer schiefsymmetrischen Hilfsmatrix \mathbf{H} , die für eine beliebige Variable gemäß Gl. (1.2) am Beispiel des Vektors $\vec{\mathbf{a}} = \begin{pmatrix} x & y & z \end{pmatrix}^T$ aufgestellt wird und in verschiedensten Ausdrücken zur Übersichtlichkeit beitragen soll.

$$\mathbf{H}(\vec{\mathbf{a}}) = \begin{bmatrix} 0 & -z & y \\ z & 0 & -x \\ -y & x & 0 \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im Rahmen der Arbeit wird von den Lesern eine Expertise hinsichtlich der angeschnittenen Teildisziplinen verlangt. Da dem Autor ein möglichst zwangloser Zugang wichtig ist, sollen die nachfolgenden Seiten einheitliche Voraussetzungen schaffen. Im Fokus stehen dazu insbesondere die Begrifflichkeiten, wodurch die aufeinander aufbauenden Abschnitte zum gesamtheitlichen Verständnis in Vorbereitung auf die Kapitel 3 und 4 führen.

2.1. Benennung der Bewegungsgrößen

Ein beliebiges, physikalisches Objekt soll in Anlehnung an die DIN 8373 [2.1] die Pose \mathbf{p} besitzen. Im dreidimensionalen Operationsraum \mathbb{R}^3 ist sie die Kombination aus der Objektposition mit dem Koordinatenvektor $\vec{r} = \begin{bmatrix} x & y & z \end{bmatrix}^T$ und der Objektorientierung mit dem Vektor der Lagewinkel $\vec{\lambda} = \begin{bmatrix} \Phi & \Theta & \Psi \end{bmatrix}^T$. Hierin sind Roll- ($\Phi \in (-\pi; \pi]$), Nick- ($\Theta \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$) und Gierwinkel ($\Psi \in (-\pi; \pi]$) zusammenfasst, die wegen ihres Bezuges zur Geodäsie und Navigation positiv im Uhrzeigersinn definiert seien.

Die kinematischen Variablen der Translations- $\vec{v} = \begin{bmatrix} u & v & w \end{bmatrix}^T$ und Rotationsgeschwindigkeit $\vec{\omega} = \begin{bmatrix} p & q & r \end{bmatrix}^T$ ergänzen die aufgezählten, kinematischen Größen. Mit ihnen ist es möglich eine Bewegung als Prozess, hier verstanden als die Gesamtheit aufeinander einwirkender Vorgänge durch die Energie umgewandelt wird, ab einem beliebigen Zeitpunkt t_0 zu beschreiben. Sie charakterisieren dadurch einen Zustand und sind im Bewegungswinder \mathbf{q} zusammengefasst.

$$\mathbf{p} = \begin{bmatrix} \vec{r} \\ \vec{\lambda} \end{bmatrix} \qquad \mathbf{q} = \begin{bmatrix} \vec{v} \\ \vec{\omega} \end{bmatrix} \qquad (2.1)$$

Sowohl in der strömungs- (SCHLICHTING [2.2]) als auch der flugmechanischen Litera-

tur (BROCKHAUS ET AL. [2.3]) wird im Allgemeinen aus theoretischer Sicht ein bewegtes Objekt in einem ruhenden Fluid betrachtet. Die Ausnahmen hiervon bilden oftmals experimentelle und numerische Untersuchungen, wo die Ausgangsbedingungen umgekehrt sind. In der Realität können sich jedoch beide Beteiligten gleichzeitig in Bewegung befinden. Für ein ROV treten dadurch gemäß ROKACH & MAIMON [2.4] Betriebsfälle auf, in denen Objekt- (\vec{v}_{Rb}) und Fluidgeschwindigkeit (\vec{v}_{Fl}) in der gleichen Größenordnung liegen. Dadurch gewinnen relative Geschwindigkeitskomponenten nach Gl. (2.2) an Bedeutung. Zur eindeutigen Begriffsdefinition sei dazu zwischen der translatorischen Bahn- ($\vec{v}_{\text{p}} \equiv \vec{v}_{\text{Rb}}$) und Gleitgeschwindigkeit ($\vec{v}_{\text{G}} \equiv \vec{v}$) unterschieden. Während Erstgenannte in einem Inertialsystem (vgl. Abschnitt 2.2) quantifiziert werden, gibt Letzteres die Relation zum Fluid wieder¹. Die Leser seien deshalb darauf hingewiesen, dass kinetische Größen explizit indiziert werden, sofern nicht Bezug auf die relative Gleitbewegung genommen wird.

$$\vec{v} = \vec{v}_{\text{Rb}} - \vec{v}_{\text{Fl}} \qquad \vec{\omega} = \vec{\omega}_{\text{Rb}} - \vec{\omega}_{\text{Fl}} \qquad (2.2)$$

Abschließend ist für Gl. (2.2) anzumerken, dass Wasser unter der vereinfachten Betrachtung als ideales Fluid rotations- bzw. wirbelfrei ist und deshalb $\vec{\omega} \equiv \vec{\omega}_{\text{Rb}}$ gilt.

2.2. Koordinatensysteme

Zur Beschreibung der Bewegung eines Körpers unter Wasser ist es angebracht verschiedene, kartesische Rechtssysteme zu verwenden. So ist für einen Bordoperator die Position eines ROVs gegenüber der des Schiffs von Bedeutung. Ein Experimentator bestimmt hingegen die Koeffizienten der Fluidodynamik (vgl. Abschnitt 2.5.2) in einem strömungsfesten Koordinatensystem. Aus diesem Grund werden in Tabelle 2.1 die wichtigsten Systeme aufgelistet, charakterisiert und im Anschluss deren spezifischen Eigenschaften beschrieben. Diese Einführung erfolgt dabei einzig mit dem Ziel notwendige Variablen möglichst einfach in den Koordinatensystemen definieren zu können. Die gegenseitige Überführung von Informationen zwischen ihnen wird deshalb ausgiebiger in Abschnitt 2.2.1 thematisiert. Hierfür auftretende, die Orientierung beschreibenden Winkel stellen eine Relation zweier Koordinatensysteme dar und besitzen deshalb keinen anzeigenden Index.

Das erd- bzw. raumfeste Koordinatensystem \mathcal{CS}_{g} wird idealisiert als Inertialsystem definiert, womit es beschleunigungsfrei ist und sich gemäß DANKERT [2.5] oder MAYR [2.6]

¹Historisch bedingt erfolgt die Angabe in [kn] anstatt wie die Bahngeschwindigkeit in $[\text{m s}^{-1}]$.

in gleichförmig gradliniger Translationsbewegung befindet. Es besitzt geodätische Koordinaten und folgt der »north east down« (NED)-Konvention, wobei die X_g - Y_g -Ebene mit der Ruhewasserfläche zusammenfällt. Ausgehend von O_g ist X_b auf einer nautischen Karte nach Norden ausgerichtet und Z_g weist senkrecht nach unten (Abb. 2.1).

Tabelle 2.1.: Übersicht der verwendeten Koordinatensysteme

Zeichen	Bezeichnung	Index	Ursprung O_i
CS_a	antriebsfest	a	ist geometrische Bauteilmitte
CS_b	körperfest	b	ist geometrische Körpermitte
CS_g	erdfest	g	ist Aussetzpunkt des Körpers
CS_h	strömungsfest	h	fällt mit O_b zusammen
CS_p	bahnfest	p	fällt mit O_b zusammen

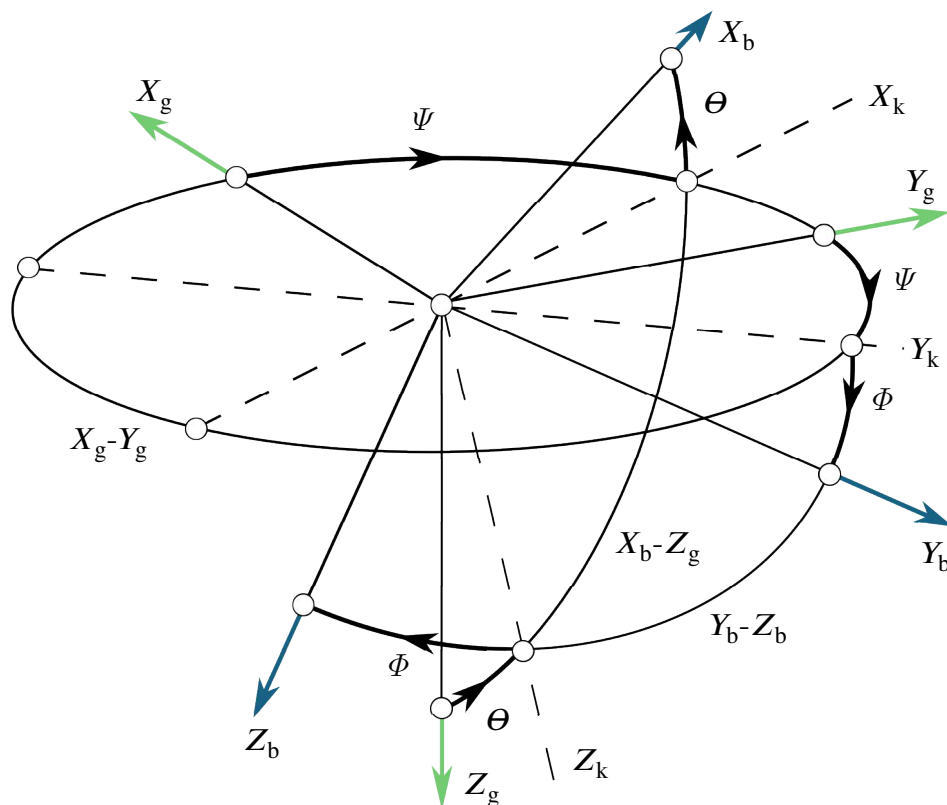
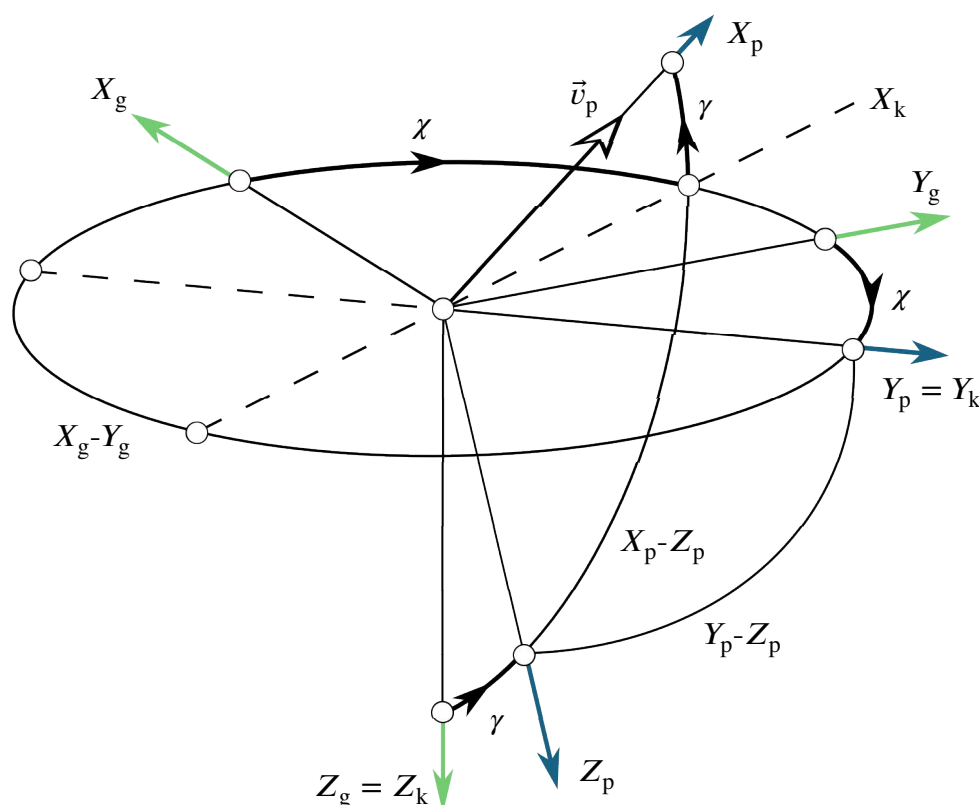


Abbildung 2.1.: Definition von erd- und körperfesten Koordinaten in CS_g bzw. CS_b sowie notwendiger Winkel und Achsen zur wechselseitigen Transformation

Nach WOERNLE [2.7] kann die allgemeine, räumliche Bewegung des körperfesten Koordinatensystems CS_b relativ zu CS_g nach dem Satz von Euler durch die Bahn- und

Für die Navigation wichtige Referenzen stehen in Zusammenhang mit dem bahnfesten Koordinatensystem \mathbf{CS}_p . Die Bahnkurve $\vec{r}(t)$ als Gesamtheit aller Orte, die das Objekt nacheinander einnimmt, wird gemäß DREYER ET AL. [2.9] durch ein begleitendes Dreibein beschrieben. Dessen X_p -Achse ist durch den Bahngeschwindigkeitsvektor \vec{v}_p in \mathbf{CS}_g ausgerichtet, während Y_p jederzeit in einer Parallelebene zur Erdhorizontalen X_g - Y_g liegt (vgl. Abb. 2.2). Alternativ kann eine Definition von \mathbf{CS}_p ebenso mit Bezug auf \mathbf{CS}_g erfolgen (vgl. Abb. A.1, Seite 150). Wie jedoch BROCKHAUS ET AL. [2.3] erläutert, steht diese mathematisch in einer Abhängigkeit gegenüber der beschriebenen.



16

Obwohl der Ursprung O_h des strömungsfesten Koordinatensystems CS_h mit dem von CS_b zusammenfällt, unterscheiden sie sich in der Ausrichtung ihrer Achsen. X_h definiert sich nicht anhand einer geometrischen Bedingung, sondern in Richtung und mit Richtungssinn des Körperbewegungsvektors gegenüber dem ungestörtem, sich gleichförmig geradlinig bewegenden Fluid². Damit weist sie entgegen gesetzt zur Anströmung \vec{v}_∞ und es gilt die Beziehung ${}^h\vec{v}_{Rb} = -{}^h\vec{v}_\infty$. Weiterhin liegt Z_h innerhalb der X_b - Z_b -Ebene und zeigt positiv in Richtung des Meeresbodens (vgl. Abb. 2.7 auf Seite 41).

Im Unterschied zu den bereits aufgelisteten, ist die Notwendigkeit von antriebsfesten Koordinatensystemen $CS_{a,i}$ vom betrachteten Körper abhängig. Sie sind nur dann erforderlich, wenn das UUV über ein oder mehrere Propeller bzw. vergleichbare Aggregate verfügt. Diese können zur Gewährleistung einer möglichst vielseitigen Manövrierbarkeit, insbesondere für ROVs, wahlweise kompliziert angeordnet sein. Daher besteht die Rolle von CS_a einzig darin, den entstehenden Schub³ in CS_b umrechnen zu können (vgl. Abschnitt 2.5 und Abb. A.2, Seite 151). Inwiefern dadurch die Interaktion zwischen Aggregat und restlichem Rumpf abgebildet wird, soll an dieser Stelle kein weiteres Diskussionssthema sein. Stattdessen obliegt es einem Ingenieur entsprechende Wechselwirkungen adäquat in die Modellbildung aufzunehmen. Um derweil eine eindeutige Definition von CS_a garantieren zu können, ist die Lage von X_a identisch in der Propellerachse und zeigt positiv in Richtung der geometrischen Mittelebenen des fixierenden Körpers. Weiterhin liegt Z_a mit Weisung zum Meeresboden in einer Parallelebene zu X_b - Z_b .

2.2.1. Rotationsmatrizen

Eine Informationsübertragung zwischen Koordinatensystemen (nach CS_j aus CS_k) erfolgt, mit Ausnahme der Lagewinkel (vgl. Abschnitt 2.2.2), gemäß WOERNLE [2.7] mit Hilfe von Rotationsmatrizen ${}^{jk}\mathbf{R}$. Sie werden durch das spezifizierte Ausdrücken der Einheitsvektoren \vec{e} gebildet: spaltenweise im Zielsystem CS_j oder reihenweise im Ausgangssystem CS_k .

$${}^{jk}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} {}^j\vec{e}_{x_k} & {}^j\vec{e}_{y_k} & {}^j\vec{e}_{z_k} \end{bmatrix} \quad {}^{jk}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} {}^k\vec{e}_{x_j}^T \\ {}^k\vec{e}_{y_j}^T \\ {}^k\vec{e}_{z_j}^T \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Die Matrizen definieren einerseits die gegenseitige Orientierung der Koordinatensysteme

²Es wird vereinfacht auf eine gesonderte Betrachtung des Seegangs verzichtet.

³Bei starr montierten Aggregaten besitzt dieser in CS_b ohnehin eine feste Wirkungsrichtung.

me, andererseits sind ihre Inverse und Transponierte äquivalent zueinander. Letztgenanntes resultiert aus dem orthogonalen Rechtssystem, das ihre Zeilen- und Spaltenvektoren bilden. Die einfachste Beschreibung erfolgt aus einer im Uhrzeigersinn positiven Elementardrehung nach Gl. (2.4) mit einem beliebigen Winkel ϕ um die Achse des gewählten Bezugssystems CS_j .

$$\mathbf{R}_{X_j} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c\phi & s\phi \\ 0 & -s\phi & c\phi \end{bmatrix} \quad \mathbf{R}_{Y_j} = \begin{bmatrix} c\phi & 0 & -s\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ s\phi & 0 & c\phi \end{bmatrix} \quad \mathbf{R}_{Z_j} = \begin{bmatrix} c\phi & s\phi & 0 \\ -s\phi & c\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Tabelle 2.2.: Übersicht der Zusammenhänge zwischen den Transformationen

Ziel	Start	Drehwinkel	Symbol	Drehfolge von Start nach Ziel
CS_b	CS_a	Aktuatornickwinkel	γ_a	${}^{ba}\mathbf{R} = \mathbf{R}_{Y_b}(\gamma_a) \mathbf{R}_{Z_a}(\chi_a)$
		Aktuatordrehwinkel	χ_a	
		Rollwinkel	ϕ	
CS_b	CS_g	Nickwinkel	Θ	${}^{bg}\mathbf{R} = \mathbf{R}_{X_b}(\phi) \mathbf{R}_{Y_k}(\Theta) \mathbf{R}_{Z_g}(\Psi)$
		Gierwinkel	Ψ	
CS_b	CS_h	Anstellwinkel	α	${}^{bh}\mathbf{R} = \mathbf{R}_{Y_b}(\alpha) \mathbf{R}_{Z_h}(-\beta)$
		Schiebewinkel	β	
CS_b	CS_p	Bahnhängewinkel	γ_p	${}^{bp}\mathbf{R} = \mathbf{R}_{X_b}(\gamma_p) \mathbf{R}_{Y_k}(\alpha_p) \mathbf{R}_{Z_p}(-\beta_p)$
		Bahnanstellwinkel	α_p	
		Bahnschiebewinkel	β_p	
CS_g	CS_p	Bahnneigungswinkel	γ	${}^{gp}\mathbf{R} = \mathbf{R}_{Y_p}(\gamma) \mathbf{R}_{Z_g}(\chi)$
		Bahnazimut	χ	

Durch eine Aneinanderreihung, der sogenannten Drehfolge, ist es möglich komplexe Sequenzen abzubilden. Dabei ist deren Nichtkommutativität zu beachten, weil eine vertauschte Reihenfolge letztlich eine andere Endlage bedingt. Als Beispiel sei die intrinsische Drehfolge $({}^g\psi_Z \ {}^k\theta_Y \ {}^b\phi_X)$ für die Transformation nach CS_b aus CS_g vorgestellt, die in Abb. 2.1 visualisiert und mit Gl. (2.5) beschrieben wird. Bei Blick auf Tabelle 2.1 sind die bedeutendsten Zusammenhänge zwischen verschiedenen Koordinatensystemen in Tabelle 2.2 sowie weitere relevante Rotationsmatrizen und Abbildungen in Abschnitt A.1 zusammengestellt.

$${}^{bg}\mathbf{R}({}^b\phi_X, {}^k\theta_Y, {}^g\psi_Z) = \mathbf{R}_{X_b}(\phi) \mathbf{R}_{Y_k}(\theta) \mathbf{R}_{Z_g}(\psi) \quad (2.5)$$

Abschließend kann durch Gl. (2.6) anhand eines beliebigen Positionsvektor \vec{r} demonstriert werden, dass trotz unterschiedlicher Wissensvoraussetzungen eine Transformation in das Zielsystem möglich ist.

$$\begin{aligned} {}^j\vec{r} &= {}^j\mathbf{R} \, {}^k\vec{r} & {}^j\vec{r} &= {}^kj\mathbf{R}^T \, {}^k\vec{r} \\ {}^j\vec{r} &= {}^kj\mathbf{R}^{-1} \, {}^k\vec{r} & {}^j\vec{r} &= {}^jl\mathbf{R} \, {}^lk\mathbf{R} \, {}^k\vec{r} \end{aligned} \quad (2.6)$$

2.2.2. Abbildungsmatrizen

Es ist festzustellen, dass ein Vektor der Translationsgeschwindigkeit eines beliebigen Körpers der zeitlichen Ableitung seiner räumlichen Verschiebung entsprechen. Wie LEWANDOWSKI [2.10] und WOERNLE [2.7] ausführen, besteht dieser Zusammenhang jedoch nicht zwischen den Rotationsgeschwindigkeiten und der Änderung der Lagewinkel, weshalb die Beziehungen aus Gl. (2.7) gelten. Zurückzuführen ist das entsprechend DIN 9300 [2.11] auf die Verwendung der XYZ-Kardan-Winkel.

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad \vec{\omega} \neq \frac{d\vec{\lambda}}{dt} \quad (2.7)$$

Wie bei den Rotationsmatrizen erfolgt die Beschreibung der Rotation durch drei aufeinander folgende Elementardrehungen um eine jeweils körperfeste Achse. Der Unterschied gegenüber Abschnitt 2.2.1 besteht darin, dass die so ausgelenkten Achsen kein Orthogonalsystem miteinander bilden. Transponierte und Inverse sind dadurch nicht äquivalent. Zur Berechnung der Winkelgeschwindigkeit wird stattdessen eine kinematische Ersatzkette verwendet, wodurch sich nach WOERNLE [2.7] $\vec{\omega}$ als vektorielle Summe der jeweiligen Teilgeschwindigkeiten um die Drehachsen ergibt. Die daraus resultierende Abbildungsmatrix \mathbf{S}_{XYZ} (vereinfacht als \mathbf{S} weitergeführt) gibt den gesuchten Zusammenhang für bekannte Lagewinkeländerungen in \mathbf{CS}_g oder \mathbf{CS}_b an.

$${}^b\mathbf{S}_{XYZ} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -s\Theta \\ 0 & c\Phi & s\Phi c\Theta \\ 0 & -s\Phi & c\Phi c\Theta \end{bmatrix} \quad {}^g\mathbf{S}_{XYZ} = \begin{bmatrix} c\Theta c\Psi & -s\Psi & 0 \\ c\Theta s\Psi & c\Psi & 0 \\ -s\Theta & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Mit ${}^j\mathbf{S}$ und den zugehörigen Inversen ${}^j\mathbf{S}^{-1} = {}^{\lambda j}\mathbf{S}$ (vgl. Abschnitt A.1) können in Abhängigkeit der verwendeten Messinstrumente die ansonsten fehlenden Informationen berechnet werden. So ist bspw. eine Bestimmung von $\vec{\omega}$ durch den Einsatz einer »inertial measurement unit« (IMU) oder von $\vec{\lambda}$ mittels einer akustischen Positionsbestimmung

umsetzbar. Anzumerken ist, dass sich formal für $\Theta = 90^\circ$ jeweils eine singuläre Lage in den inversen Abbildungsmatrizen einstellen würde.

$${}^j\vec{\omega} = {}^j\lambda \mathbf{S} \frac{d\vec{\lambda}}{dt} \quad \frac{d\vec{\lambda}}{dt} = {}^{\lambda}j \mathbf{S} {}^j\vec{\omega} \quad (2.9)$$

Zum Abschluss sei explizit darauf hingewiesen, dass die Komponenten von $\vec{\lambda}$ positiv im und die von $\vec{\omega}$ positiv gegen den Uhrzeigersinn definiert sind.

2.3. Bewegungsgleichungen

Das 1. Newtonsche Axiom besagt, dass, sofern keine Änderung durch den Zwang einwirkender Kräfte erfolgt, jeder Körper in seinem Zustand der Ruhe oder gleichförmig geradliniger Bewegung verharret (vgl. MAYR [2.6]). Um gezielt eine Kursänderung einzuleiten, müssen daher Kräfte für eine Translation und Momente für eine Rotation provoziert oder erzeugt werden. Eine mathematische Beschreibung dieser Beziehungen erfolgt getreu in Gl. (2.10) durch das 2. Newtonsche Axiom, wonach die jeweiligen Einwirkungen proportional der zeitlichen Änderung einer Bewegungsgröße sind und in deren Richtung geschehen (vgl. DANKERT [2.5]).

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad \vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} \quad (2.10)$$

Als zweckmäßige Variablen erfüllen diese Aussage der Impuls \vec{p} und Drehimpuls \vec{L} eines betrachteten Objektes der Masse m . Bei flutbaren Körpern ist Letztgenannte um den Betrag der in seinem Innern befindlichen Wassermasse zusätzlich zu erhöhen. Um die Wechselwirkung zwischen Festkörper und Fluid in ihrer Gänze zu verstehen, können beide Größen wie in KORNEV [2.12] auf die kinetische Energie E des Gesamtsystems zurückgeführt sowie mit Hilfe der Einheitsvektoren und Geschwindigkeitskomponenten ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned} \vec{p} &= m \vec{v} & \vec{L} &= \vec{r} \times \vec{p} \\ &= \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} = \vec{e}_x \frac{\partial E}{\partial u} + \vec{e}_y \frac{\partial E}{\partial v} + \vec{e}_z \frac{\partial E}{\partial w} & &= \frac{\partial E}{\partial \vec{\omega}} = \vec{e}_x \frac{\partial E}{\partial p} + \vec{e}_y \frac{\partial E}{\partial q} + \vec{e}_z \frac{\partial E}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Zur Eindeutigkeit von Gl. (2.10) muss durch den auf CS_g implizierten Bezug die Wirkungslinie durch oder die auftretende Beschleunigung um den Massenmittelpunkt \vec{r}_{CG}

auftreten. Wird hingegen CS_b referenziert, welches dann eine Translation und Rotation erfährt, sind zusätzliche Summanden durch Gl. (2.12) zu berücksichtigen. Es ist laut DREYER ET AL. [2.9] vorteilhaft die darin enthaltenden Kräfte und Momente ebenfalls in CS_b zu bestimmen, um Corioliskräfte und andere Scheineinflüsse durch die Beschreibung eines bewegten Bezugssystems vernachlässigen zu können.

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \frac{d\vec{p}}{dt} + \underbrace{\frac{d\vec{p}_{\text{Rot}}}{dt}}_{\vec{\omega} \times \vec{p}} & \vec{M} &= \frac{d\vec{L}}{dt} + \underbrace{\frac{d\vec{L}_{\text{Tr}}}{dt}}_{\vec{v} \times \vec{p}} + \underbrace{\frac{d\vec{L}_{\text{Rot}}}{dt}}_{\vec{\omega} \times \vec{L}} \\ &= \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} + \vec{\omega} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} & &= \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \vec{\omega}} + \vec{v} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} + \vec{\omega} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{\omega}}\end{aligned}\quad (2.12)$$

Die Herleitung der Terme aus Gl. (2.12) fand durch KIRCHHOFF [2.13] statt, weshalb sie als Kirchhoffsche Bewegungsgleichungen bezeichnet werden. Sie dienen als Ausgangsform für die weiteren Ausführungen.

2.3.1. Darstellung in Matrizenschreibweise

Um eine kompaktere Schreibweise von Gl. (2.12) zu erzielen, wird mit Gl. (2.13) der Kräfte und Momente zusammenfassende Belastungsvektor $\boldsymbol{\tau}$ eingeführt. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, dass er zwischen beschleunigungs- ($\boldsymbol{\tau}_q$), geschwindigkeits- ($\boldsymbol{\tau}_\lambda$) und lageabhängigen ($\boldsymbol{\tau}_\lambda$) sowie störenden ($\boldsymbol{\tau}_{\text{dis}}$) Anteilen unterscheidet, die in Abschnitt 2.5 Gegenstand der Diskussion sind. Zunächst sollen jedoch nur die Translations- und Rotationsbewegung des Festkörpers betrachtet werden. Dadurch ist es möglich dessen kinetische Energie E_{Rb} mit Hilfe von Bewegungswinder und Massenmatrix \mathbf{M}_{Rb} (vgl. Abschnitt A.2) gemäß Gl. (2.14) zu formulieren.

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} \vec{F} \\ \vec{M} \end{bmatrix} = \boldsymbol{\tau}_q + \boldsymbol{\tau}_\lambda + \boldsymbol{\tau}_{\text{dis}} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}E_{\text{Rb}} &= (E_{\text{Tr}} + E_{\text{Rot}})_{\text{Rb}} \\ &= \frac{1}{2} \int (\vec{v} + \vec{\omega} \times \vec{r}) (\vec{v} + \vec{\omega} \times \vec{r}) dm_{\text{Rb}} \\ &\equiv \frac{1}{2} \mathbf{q}^T \mathbf{M}_{\text{Rb}} \mathbf{q}\end{aligned}\quad (2.14)$$

In den nächsten Schritten folgen ein erstes Umschreiben von Gl. (2.12), das dortige Einsetzen von Gl. (2.14) und ein ausführlicher Koeffizientenvergleich sowie eine abschlie-

ßende Vereinfachung. Sie führt letztlich zur gesuchten Matrizenschreibweise, wofür die geschwindigkeitsabhängige Kopplungsmatrix $\mathbf{N}_{\text{Rb}}(\mathbf{q})$ verwendet wird. Deren Definition sowie eine Äußerung zur Abhängigkeit gegenüber \mathbf{M}_{Rb} ist Abschnitt A.2 zu entnehmen.

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial E}{\partial \dot{\mathbf{q}}} \right) + \begin{pmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} & + & \vec{\omega} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} \\ \vec{v} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{v}} & + & \vec{\omega} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{\omega}} \end{pmatrix} \\ &\vdots \\ &\equiv \frac{d}{dt} (\mathbf{M}_{\text{Rb}} \mathbf{q}) + \mathbf{N}_{\text{Rb}} \mathbf{q} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Weil ein Unterwasserkörper betrachtet wird, der in einer chaotischen Umwelt⁴ operiert, ist $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}(t)$ festzustellen. Als prinzipiell mögliche, variable Einflüsse treten neben den Lagewinkeln hierbei die Strömungsgeschwindigkeit, -richtung und die Fluidichte in Erscheinung (vgl. Kapitel 3). Währenddessen unterliegen die Trägheitseigenschaften zwar keinen unvorhersehbaren, dafür aber unter Umständen gewollten Änderungen. Als Beispiel sei ein UWG wie bei GRAVER ET AL. [2.14] angeführt, der aktiv seinen Massenschwerpunkt verschiebt, um eine vorwärts gerichtete Bewegung einzuleiten (vgl. Abschnitte 2.5.1 und 3.3.2). Während der Vorgang selbst mit Hilfe von $\dot{\mathbf{M}}_{\text{Rb}}$ beschrieben wird, verändert sich \mathbf{M}_{Rb} letztlich hinsichtlich des Trägheitstensors und eventueller statischer Momente. Unter Beachtung der zuvor genannten Abhängigkeiten ergibt sich somit die Klassifizierung der Bewegungsgleichungen in Gl. (2.15) als gewöhnliches, nichtlineares und zeitvariantes Differentialgleichungssystem.

2.3.2. Darstellung im Zustandsraum

Für numerische Untersuchungen und regelungstechnische Betrachtungen erscheint es sinnvoll das physikalische System aus Gl. (2.15) auf seiner Bahn im Zustandsraum darzustellen. Hierzu werden mit den zeitabhängigen Vektoren $\mathbf{x}(t)$ und $\dot{\mathbf{x}}(t)$ die Zustandsgrößen und deren zeitlichen Ableitungen eingeführt. Ersterer vereint Trajektorieninformationen über die Körperpose in \mathbf{CS}_{g} und den Bewegungswinder in \mathbf{CS}_{b} (Gl. (2.1)).

$$\mathbf{x} = \begin{bmatrix} {}^{\text{g}}\mathbf{p}_{\text{p}} \\ {}^{\text{b}}\mathbf{q}_{\text{p}} \end{bmatrix} \quad \dot{\mathbf{x}} = \begin{bmatrix} {}^{\text{g}}\dot{\mathbf{p}}_{\text{p}} \\ {}^{\text{b}}\dot{\mathbf{q}}_{\text{p}} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Ziel ist zunächst die Formulierung von $\mathbf{f}_{\dot{\mathbf{x}}}$ im Sinne der Zustandsdifferentialgleichungen 1. Ordnung. Dazu werden die Beziehungen der Zustandsgrößen zur Kinematik sowie

⁴Hiermit ist explizit die Unvorhersehbarkeit von strömungsrelevanten Prozessen gemeint.

der Verbindungen von Eingangs- $\mathbf{u}(t)$ und Störgrößen $\mathbf{z}(t)$ mit der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Kinetik genutzt. Für die Bahnposition ${}^{\mathcal{S}}\vec{r}_P$ besteht der Zusammenhang zu ${}^b\vec{v}_P$ in Form seiner zeitlichen Differentiation unter Beachtung der Transformation nach CS_b . Wird dabei die messbare, relative Bahngeschwindigkeit ${}^P\vec{v}_P = \begin{bmatrix} V_M & 0 & 0 \end{bmatrix}^T$ in CS_P mit einbezogen, kann die Momentangeschwindigkeit V_M verwendet werden. Als Ergebnis steht mit Gl. (2.17) die Differentialgleichung (DGL) der Position in beiden Darstellungen. Unterdessen kann für Gl. (2.18) als DGL der Lagewinkel auf Gl. (2.9) zurückgegriffen werden. Eine Zusammenstellung beider Ausdrücke erfolgt anhand von Gl. (2.19) durch die Hinzunahme der Transformationsmatrix ${}^{\mathcal{S}}\mathbf{T}$ (vereinfacht als \mathbf{T} spezifiziert).

$$\frac{d{}^{\mathcal{S}}\vec{r}_P}{dt} = {}^{\mathcal{S}}\mathbf{R} {}^b\vec{v}_P \qquad \frac{d{}^{\mathcal{S}}\vec{r}_P}{dt} = {}^{\mathcal{S}}\mathbf{R} {}^b\mathbf{R} {}^P\vec{v}_P \quad (2.17)$$

$$\frac{d\vec{\lambda}}{dt} = {}^{\lambda b}\mathbf{S} {}^b\vec{\omega}_P \qquad \frac{d\vec{\lambda}}{dt} = {}^{\lambda \mathcal{S}}\mathbf{S} {}^{\mathcal{S}}\vec{\omega}_P \quad (2.18)$$

$${}^{\mathcal{S}}\dot{\mathbf{p}}_P = \begin{bmatrix} {}^{\mathcal{S}b}\mathbf{R} & \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ \mathbf{0}_{3 \times 3} & {}^{\lambda b}\mathbf{S} \end{bmatrix} {}^b\mathbf{q}_P \equiv \mathbf{T} {}^b\mathbf{q}_P \quad (2.19)$$

Die gesuchten und in CS_b ausgedrückten Beschleunigungen $\dot{\mathbf{q}}_P$ sind derweil schon in Gl. (2.15) aufgeführt. Durch eine Reihe von allgemein gültigen Umformungen und Zusammenfassungen können deswegen die DGLen der Translations- und Rotationsgeschwindigkeit gemeinsam als die zweite Hälfte von $\mathbf{f}_{\dot{\mathbf{x}}}$ mit Gl. (2.20) angegeben werden.

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{Rb} \dot{\mathbf{q}}_P + \dot{\mathbf{M}}_{Rb} \mathbf{q}_P + \mathbf{N}_{Rb} \mathbf{q}_P &= -\mathbf{M}_{Fl} \dot{\mathbf{q}}_P - \dot{\mathbf{M}}_{Fl} \mathbf{q}_P - \mathbf{N}_{Fl} \mathbf{q}_P + \boldsymbol{\tau}_q + \boldsymbol{\tau}_\lambda + \boldsymbol{\tau}_{dis} \\ \underbrace{(\mathbf{M}_{Rb} + \mathbf{M}_{Fl})}_{\mathbf{M}} \dot{\mathbf{q}}_P &= -\underbrace{(\dot{\mathbf{M}}_{Rb} + \dot{\mathbf{M}}_{Fl})}_{\dot{\mathbf{M}}} \mathbf{q}_P - \underbrace{(\mathbf{N}_{Rb} + \mathbf{N}_{Fl})}_{\mathbf{N}} \mathbf{q}_P + \boldsymbol{\tau}_q + \boldsymbol{\tau}_\lambda + \boldsymbol{\tau}_{dis} \\ \dot{\mathbf{q}}_P &= \mathbf{M}^{-1} (-(\dot{\mathbf{M}} + \mathbf{N}) \mathbf{q}_P + \boldsymbol{\tau}_q + \boldsymbol{\tau}_\lambda + \boldsymbol{\tau}_{dis}) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Durch die Einführung der fluiddynamischen Trägheits- \mathbf{M}_{Fl} bzw. Kopplungsmatrix \mathbf{N}_{Fl} in Gl. (2.20) sei hier Abschnitt 2.5.2 vorweg gegriffen. In diesem wird differenzierter auf die der Körperbewegung entgegenwirkenden Kräfte aufgrund des umgebenden Fluids eingegangen. Während jedoch die beschleunigungsabhängigen Belastungen $\boldsymbol{\tau}_q$ bereits zu Genüge ausgedrückt wurden, berücksichtigt $\boldsymbol{\tau}_q$ die verbliebenen geschwindigkeitsabhängigen Anteile.

Für die Vollständigkeit der Zustandsgleichungen ist zuletzt die Ausgangs- bzw. Messgleichung \mathbf{f}_y zu betrachten. In einer allgemeinen Darstellung werden die darin beschrie-

benen Ausgangsgrößen $\mathbf{y}(t)$ in Abhängigkeit der Zustands-, Eingangs- sowie Störgrößen ausgedrückt. Für den betrachteten Körper unter Wasser lässt sie sich jedoch auf eine unmittelbare Beziehung zu $\mathbf{x}(t)$ unter Verwendung der Einheitsmatrix \mathbf{I} vereinfachen. Dies trifft genau dann zu, wenn weder $\mathbf{u}(t)$ noch $\mathbf{z}(t)$ einen instantanen Einfluss auf $\mathbf{y}(t)$ besitzen. Mit diesen Ausführungen kann die beabsichtigte Zustandsform durch die Gleichungen (2.21) und (2.22) geschrieben werden.

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}}(t) &= \mathbf{f}_{\dot{\mathbf{x}}}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \mathbf{z}, t) \\ &= \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} & \mathbf{T} \\ \mathbf{0}_{6 \times 6} & -\mathbf{M}^{-1}(\dot{\mathbf{M}} + \mathbf{N}) \end{bmatrix} \mathbf{x}(t) + \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} \\ \mathbf{M}^{-1} \end{bmatrix} (\boldsymbol{\tau}_q + \boldsymbol{\tau}_\lambda + \boldsymbol{\tau}_{\text{dis}})\end{aligned}\quad (2.21)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{y}(t) &= \mathbf{f}_{\mathbf{y}}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \mathbf{z}, t) \\ &= \mathbf{I}_{12 \times 12} \mathbf{x}(t)\end{aligned}\quad (2.22)$$

Als Konsequenz von Gl. (2.22) rückt nicht zuletzt die Messung von Zustandsvariablen in den Fokus. Eine Übersicht messbarer Größen sowie eine Auflistung gebräuchlicher Instrumente, welche typischerweise mit Blick auf FERNANDEZ ET AL. [2.15] für geregelte Systeme unter Wasser benötigt werden, findet sich mit Anlehnung an BROCKHAUS ET AL. [2.3] in Tabelle A.1 (Seite 155) wieder. Es sei darauf hingewiesen, dass pauschal nicht davon ausgegangen werden darf, diese in ihrer Gänze tatsächlich an Bord vorzufinden. Für die Dissertationsschrift wird aber als Annahme vorausgesetzt, dass entweder alle Zustandsgrößen gemessen oder wenigstens im Zusammenspiel mit einem Beobachter rekonstruiert werden können.

2.4. Zustandsregelung mit Unsicherheiten

Bei der Erfüllung einer speziellen Aufgabe befinden sich technische Systeme üblicherweise in einem gewünschten Arbeitspunkt. Um diesen trotz äußerer Störungen zu halten, werden zu deren Kompensation Regler eingesetzt. Bei einer funktionierenden Regelung nehmen die Ausgangsgrößen des realen Systems vorgegebene Referenzwerte an und es bleibt dadurch im gewünschten Betriebszustand \mathbf{x}_{op} . Es ist daher ausreichend, wenn ein Modell in der Lage ist, den Prozess um diesen herum zu beschreiben. Das wiederum ist die Ursache dafür, weshalb in der industriellen Anwendung überwiegend lineare Modelle verbreitet sind, obwohl in vielen Einsatzbereichen nichtlineare Abläufe abzubilden sind.

Es erscheint naheliegend diese bewährte Methodik für die hier thematisierte Problematik zu verwenden.

Den Beginn der geeigneten Linearisierung bildet laut LUNZE [2.16] die Festlegung von Arbeitspunkten $(\mathbf{x}_{\text{op}} \ \mathbf{u}_{\text{op}} \ \mathbf{y}_{\text{op}})$ unter der Voraussetzung einer stetigen Differenzierbarkeit beteiligter Funktionen. Als Referenz $\mathbf{w}(t)$ wird hierfür später die zu planende Solltrajektorie nach Kapitel 4 dienen. Außerdem gilt für $\mathbf{x}_{\text{op}} = \mathbf{x}_{\text{op}}(t)$ und $\mathbf{u}_{\text{op}} = \mathbf{u}_{\text{op}}(t)$ in der Zeitspanne $t_0 \leq t \leq t_1$. Alle Originalgrößen lassen sich derweil als Summe ihrer Betriebswerte mit den auftretenden Schwankungen in Fluktuationsgleichungen erfassen. An ihrer Stelle sollen aber aus den genannten Gründen die hinreichend klein bleibenden Zustands- ($\Delta\mathbf{x}$), Ausgangs- ($\Delta\mathbf{y}$) und Störabweichungen ($\Delta\mathbf{z}$) sowie Eingangskorrekturen ($\Delta\mathbf{u}$) in das herbeigeführte, linearisierte Modell eingehen. Gleichzeitig sind gewollte und/oder ungewollte Unsicherheiten (vgl. Kapitel 3) zu berücksichtigen, die pro forma durch den Parametervektor \mathbf{p} repräsentiert seien. Gemäß ADAMY [2.17, S. 296] sind mit dieser Zusatzinformation die Beziehungen in Gl. (2.23) als jeweilige Funktion einer Parameterkonfiguration \mathbf{p}_i zu formulieren.

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_i(t) &= \mathbf{x}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i) + \Delta\mathbf{x}_i(t) & \mathbf{u}_i(t) &= \mathbf{u}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i) + \Delta\mathbf{u}_i(t) \\ \mathbf{y}_i(t) &= \mathbf{f}_{\mathbf{y}}(\mathbf{x}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i)) + \Delta\mathbf{y}_i(t) & \mathbf{z}_i(t) &= \mathbf{z}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i) + \Delta\mathbf{z}_i(t) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Zur Vorbereitung der Linearisierung wird Gl. (2.20) als ein von der aktuellen Konfiguration abhängenden Funktionsvektor \mathbf{f}_i durch Gl. (2.24) ausgedrückt. Diese besitzt den Charakter eines Masse-Dämpfer-Systems, was sich zwangsläufig ebenfalls in der linearisierten Form widerspiegeln muss. Es ist dabei festzuhalten, dass die beabsichtigte Bewegungsplanung eine positive wie negative Beschleunigung ausdrücklich mit einschließen kann, weshalb $\dot{\mathbf{q}}$ nicht zu vernachlässigen ist. Gleichzeitig wird Abschnitt 2.5 vorweg gegriffen, indem den lageabhängigen Belastungen $\boldsymbol{\tau}_\lambda$ explizit einer Abhängigkeit gegenüber \mathbf{p} (genauer $\vec{\lambda}$) zugesprochen wird.

Die Taylor-Entwicklung⁵, bis zu den Ableitungen erster Ordnung der DGL, verkörpert derweil mit Gl. (2.25) das Zwischenergebnis der Linearisierung von \mathbf{f}_i um den gewählten Arbeitspunkt. Darin gibt der erste Summand auftretende Sollbelastungen $\boldsymbol{\tau}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i)$ entlang der Trajektorie an. Währenddessen kennzeichnet der zweite Summand den Einfluss der Massenmatrix \mathbf{M}_i und der Dritte fasst die eigentliche Trägheitswandlung sowie die Kopplungen in einem als Dämpfungsmatrix \mathbf{D}_i zu verstehendem Faktor zusammen. Der vierte Term resultiert unmittelbar aus $\boldsymbol{\tau}_\lambda$, wobei \mathbf{G}_i als Multiplikator die Verknüpfung zu

⁵Anzeige durch den \mathfrak{T} -Operator bei einer Vernachlässigung des Restglieds $\mathcal{R}(\Delta\dot{\mathbf{q}}, \Delta\mathbf{q}, \Delta\mathbf{p}, \Delta\mathbf{u}, \Delta\mathbf{z})$

$\vec{\lambda}$ bewirkt. Die übrigen Summanden spiegeln die verbliebenen Steuer- und Störeingriffe wieder. Gemeinsam bilden die letzten fünf Terme die auszugleichenden Belastungen auf das System ab. Für eine eindeutige Lösung von Gl. (2.25) benötigt es neben Informationen über die Körperpose, womit der Kreis zur Zustandsform aus den Gleichungen (2.21) und (2.22) geschlossen wird, gleichermaßen Kenntnisse über die Anfangswerte \mathbf{x}_0 zum Zeitpunkt t_0 .

$$f_i(\dot{q}, q, p, u, z) = -\mathbf{M}_i \dot{q} - (\dot{\mathbf{M}}_i + \mathbf{N}_i) q + \tau_q + \tau_\lambda(p) + \tau_{\text{dis}} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{T} f_i(\dot{q}, q, p, u, z) \approx & \underbrace{f_i(\dot{q}_{\text{op}}, q_{\text{op}}, p_{\text{op}}, u_{\text{op}}, z_{\text{op}})}_{\tau_{\text{op}}(\mathbf{p}_i)} + \underbrace{\frac{\partial f_i}{\partial \dot{q}} \Big|_{\text{op}}}_{-\mathbf{M}_i} \Delta \dot{q} + \underbrace{\frac{\partial f_i}{\partial q} \Big|_{\text{op}}}_{\mathbf{D}_i} \Delta q \\ & + \underbrace{\frac{\partial f_i}{\partial p} \Big|_{\text{op}}}_{\mathbf{G}_i} \Delta p + \underbrace{\frac{\partial f_i}{\partial u} \Big|_{\text{op}}}_{\mathbf{U}_i} \Delta u + \underbrace{\frac{\partial f_i}{\partial z} \Big|_{\text{op}}}_{\mathbf{Z}_i} \Delta z \end{aligned} \quad (2.25)$$

Obwohl die Kinematik, beschrieben durch Gl. (2.19), bereits einen linearen Charakter aufweist, ist es notwendig den in Gl. (2.26) ausgedrückten Zusammenhang für die auftretenden Abweichungen festzustellen. Dieser geht aus der Zustandsraumdarstellung in Gl. (2.21) hervor und folgt somit aus der Kopplung von Kinematik und Kinetik. Eine mathematische Formulierung für $\mathbf{T}_{\mathbf{p}}$ kann Gl. (A.26) (Seite 156) entnommen werden.

$$\Delta \dot{\mathbf{p}} = \mathbf{T}_{\mathbf{p}}(q_{\text{op}}) \Delta p + \mathbf{T}(\mathbf{p}_{\text{op}}) \Delta q \quad (2.26)$$

Durch das Verwenden der Approximation aus Gl. (2.25) in den Gleichungen (2.21) und (2.22), formuliert sich das linearisierte Modell für eine i -te Konfiguration nach Gl. (2.27). Parallel hierzu werden Dynamik- $\mathcal{A}(\mathbf{p})$, Steuer- $\mathcal{B}(\mathbf{p})$, Mess- $\mathcal{C}(\mathbf{p})$ und Störmatrix⁶ $\mathcal{F}(\mathbf{p})$ eingeführt und mit Gl. (2.28) definiert.

$$\begin{aligned} \Delta \dot{\mathbf{x}}_i(t) & \approx \mathcal{A}_i \Delta \mathbf{x}_i(t) + \mathcal{B}_i \Delta \mathbf{u}_i(t) + \mathcal{F}_i \Delta \mathbf{z}_i(t) \quad \text{mit } \Delta \mathbf{x}_i(t_0) = \mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i) \\ \Delta \mathbf{y}_i(t) & \approx \mathcal{C} \Delta \mathbf{x}_i(t) \end{aligned} \quad (2.27)$$

⁶Auf die übliche Bezeichnung mit \mathcal{E} („ E “ in Normalschrift) wird hier nur zwecks einer einfachen Unterscheidbarkeit gegenüber der Messmatrix \mathcal{C} verzichtet.

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_i &= \begin{bmatrix} T_p & T \\ \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{G}_i & \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{D}_i \end{bmatrix} & \mathcal{B}_i &= \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times m} \\ \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{U}_i \end{bmatrix} & \text{für } \mathbf{u} \in \mathbb{R}^m \\
\mathcal{C}_i &= \mathbf{I}_{12 \times 12} & \mathcal{F}_i &= \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times s} \\ \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{Z}_i \end{bmatrix} & \text{für } \mathbf{z} \in \mathbb{R}^s
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Zugunsten vereinfachter Ausdrücke in den restlichen Ausführungen wird auf die gesonderte Kennzeichnung durch Δ verzichtet und die Rundungs- durch Gleichheitszeichen für Gl. (2.29) ersetzt, welche in BOYD ET. AL [2.18] als »linear differential inclusion« (LDI) verstanden würde. Für die Herleitung und Behandlung weiterer Sachverhalte sowie der Interpretation von Ergebnissen sei auf diese Formulierung speziell hingewiesen. Derweil ist eine Visualisierung des linearisierten Zustandsmodells durch Abb. 2.3 gegeben, wobei auf den Bezug zu einer beliebigen Parameterkonfiguration verzichtet sei.

$$\begin{aligned}
\dot{\mathbf{x}}_i(t) &= \mathcal{A}_i \mathbf{x}_i(t) + \mathcal{B}_i \mathbf{u}_i(t) + \mathcal{F}_i \mathbf{z}_i(t) & \text{mit } \mathbf{x}_i(t_0) &= \mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_{\text{op}}(\mathbf{p}_i) \\
\mathbf{y}_i(t) &= \mathcal{C}_i \mathbf{x}_i(t)
\end{aligned} \tag{2.29}$$

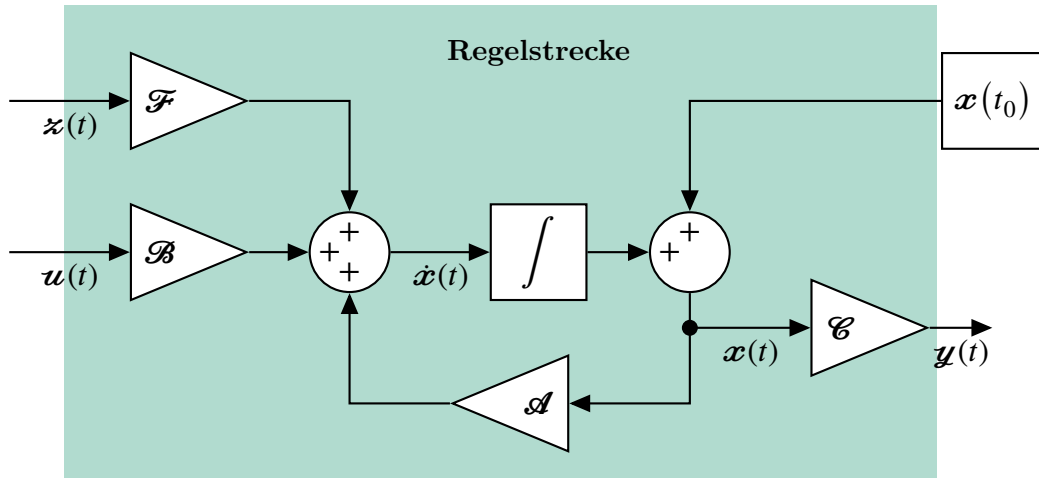


Abbildung 2.3.: Strukturbild des linearisierten Zustandsraummodells

Vollziehen sich die Änderungen in den Bewegungsabläufen langsam, ist die Annahme berechtigt, dass das System einen quasi-stationären Zustand erreicht. In diesem Fall befindet sich der Körper in der Ruhe eines Gleichgewichts \mathbf{x}_{eq} und die einwirkenden Belastungen sind konstant. Die Ausnahme hiervon bilden die äußeren Störgrößen, die durch losgelöste Vorgänge verursacht werden und auf welche in Abschnitt 3.5 separat einzugehen ist. Vorübergehend wird aber die Vereinfachung getroffen, sie wären vernachlässigbar.

Unter diesen Voraussetzungen stellen sich die Matrizen aus Gl. (2.28) als unveränderlich dar und das eigentlich zeitvariante System ist als zeitinvariant klassifizierbar.

Mit dem erreichten Verständnis kann ein Schritt zurück zur Ausgangssituation unternommen werden: die Auswirkungen einer unbekannten Störung \mathbf{x}_0 auf eine Regelstrecke sind auszugleichen. Ziel muss daher sein, dass eine durch sie entstehende Störtrajektorie $\mathbf{x}(t; t_0, \mathbf{x}_0)$ gegen Null strebt. Dazu wird sich ihrer Rückführung bedient. Diesen provoziert proportionalen Bezug zwischen Eingangs- und Zustandsgrößen gibt unter Einbeziehung der in \mathcal{K} zusammengefassten, konstant bleibenden Reglerverstärkungen das Regelgesetz in Gl. (2.30) an. Mit diesem lässt sich die linearisierte Zustandsdifferentialgleichung aus Gl. (2.29) zu Gl. (2.31) umschreiben.

$$\mathbf{u}(t) = -\mathcal{K} \mathbf{x}(t) \quad (2.30)$$

$$\dot{\mathbf{x}}_i(t) = (\mathcal{A}_i - \mathcal{B}_i \mathcal{K}_i) \mathbf{x}_i(t) + \mathcal{F}_i \mathbf{z}_i(t) \quad (2.31)$$

Eine weitere Anforderung an die Zustandsregelung ist das Absichern, dass der Ausgangsvektor \mathbf{y} mit einem vorgegebenen Führungsvektor \mathbf{w} übereinstimmt. Um das erforderliche Wissen für diese gezielte Beeinflussung trotz unvollständiger Systemkenntnis zu erhalten, bedarf es in Übereinstimmung mit FÖLLINGER & KONIGORSKI [2.19, S. 320] einem Vergleich des Streckenverhaltens und somit des Prozessverlaufs mit den Vorgaben. Dazu wird aus \mathbf{w} zum einen der Sollverlauf \mathbf{x}_d und zum anderen der dafür notwendige Steuervektor \mathbf{u}_d generiert. Für beide gelten allgemein die in Gl. (2.32) formulierten Zusammenhänge unter Nutzung geeigneter Vorsteuerungsmatrizen. Letztlich bewirkt aber erst die Zustandsdifferenz \mathbf{e}_x , im Sinne einer rückzuführenden Soll-Istabweichung nach Gl. (2.33), die notwendige Korrektur von \mathbf{u}_d um \mathbf{w} einzuhalten.

$$\mathbf{x}_d(t) = \mathcal{M}_x \mathbf{w}(t) \quad \mathbf{u}_d(t) = \mathcal{M}_u \mathbf{w}(t) \quad (2.32)$$

$$\mathbf{e}_x(t) = \mathbf{x}_d(t) - \mathbf{x}(t) \quad (2.33)$$

Mit dem in Gl. (2.34) nun um die Vorsteuerung erweiterten Regelgesetz ist es in letzter Konsequenz möglich Gl. (2.35) wiederzugeben. Zur Veranschaulichung der in ihr ausgedrückten Zusammenhänge dient Abb. 2.4, wobei erneut kein Bezug zu einer speziellen Konfiguration hergestellt wird. Die darin aufgeführten Stör- und Trajektoriengenerator

werden jedoch in weiteren Abschnitten der Arbeit abermals aufgegriffen.

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(t) &= \mathbf{u}_d(t) + \mathcal{K} \mathbf{e}_x(t) \\ &= (\mathcal{M}_u + \mathcal{K} \mathcal{M}_x) \mathbf{w}(t) - \mathcal{K} \mathbf{x}(t) \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\dot{\mathbf{x}}_i(t) = (\mathcal{A}_i - \mathcal{B}_i \mathcal{K}_i) \mathbf{x}_i(t) + (\mathcal{M}_u + \mathcal{K}_i \mathcal{M}_x) \mathbf{w}(t) + \mathcal{F}_i \mathbf{z}_i(t) \quad (2.35)$$

Für eine geringe Anzahl an Konfigurationen ist das Finden einer Regelverstärkung zum Beispiel durch die Methode der „gain-scheduling“-Regler umsetzbar. Getreu ADAMY [2.17, S. 275] werden bei ihr die Teilmodelle für separate Reglerentwürfe zur jeweiligen Bestimmung verschiedener \mathcal{K}_i verwendet. Es liegt auf der Hand, dass eine Vielzahl an Parametern den dafür notwendigen Aufwand exponentiell wachsen lässt. Im Unterschied hierzu steht die im Folgenden vorzustellende Strategie. Sie verfolgt das Ziel ein für alle Konfigurationen einsetzbares, parameterunabhängiges \mathcal{K} zu finden.

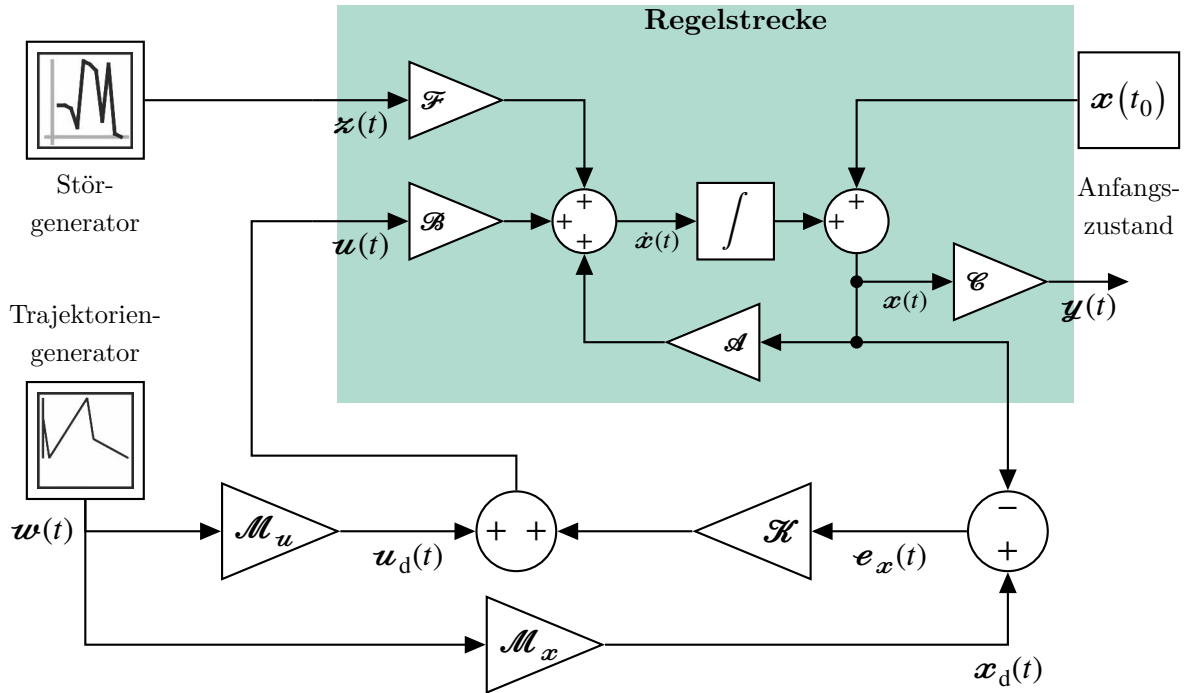


Abbildung 2.4.: Strukturbild der linearen Zustandsrückführung bei Vorgabe von Referenzen und Störungen

2.4.1. Lineare Matrix-Ungleichungen

Es ist zu behaupten, dass Regelungstechniker zwei Prinzipien verfolgen: 1. eine geregelte Strecke soll immer stabil ausgelegt werden und 2. die Regelung darf die zugrundeliegende Prozessdynamik nicht grundlegend verfälschen⁷. Im Zuge des Erstgenannten wird der Begriff der Ljapunow- oder alternativ der Zustandsstabilität bedeutend. Unter diesem ist nach LUNZE [2.16] sowie FÖLLINGER & KONIGORSKI [2.19, S. 300] zu verstehen, dass das System auf eine beschränkte Erregung mit einer beschränkten Bewegung reagiert. Bei der Auslenkung aus einer stabilen Ruhelage heraus, besitzt es folglich die Eigenschaft in ein Gleichgewicht zurückzukehren. ADAMY [2.17] abstrahiert die Situation im Sinne von Ljapunow und formuliert, dass $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}_{\mathbf{x}}(\mathbf{x})$ mit der Ruhelage \mathbf{x}_{eq} für jeden Anfangszustand aus einer Umgebung $U_1(\mathbf{x}_{\text{eq}})$ des Ursprungs eine stetige und eindeutige Lösung besitzt. Stabilität ist demnach nachgewiesen, wenn eine Ljapunow-Funktion $\mathcal{V}(\mathbf{x})$ existiert, die

1. $\mathcal{V}(\mathbf{x}_{\text{eq}}) = 0$ erfüllt,
2. in der Umgebung $U_2(\mathbf{x}_{\text{eq}}) \subseteq U_1(\mathbf{x}_{\text{eq}})$ stetig ist,
3. stetige partielle Ableitungen besitzt und
4. für $\mathbf{x} \neq \mathbf{x}_{\text{eq}}$ realisiert, dass $\mathcal{V}(\mathbf{x}) > 0$ sowie $\dot{\mathcal{V}}(\mathbf{x}) \leq 0$ zutrifft.

Um den Stabilitätsnachweis für Gl. (2.31) zu erbringen, wird begonnen einen Funktionskandidaten in Gl. (2.36) mit Hilfe einer positiv definiten Matrix \mathcal{P} zu deklarieren. Inwiefern die ersten drei Bedingungen dadurch erfüllt sind, führt ADAMY [2.17, S. 90] aus. Es ist aber festzuhalten, dass das vierte Kriterium trotz der Unbekannten \mathcal{K} und \mathcal{P} mit Gl. (2.37) zu belegen ist (vgl. Abschnitt A.3 für den Rechenweg).

$$\mathcal{V}(\mathbf{x}) = \mathbf{x}^T \mathcal{P} \mathbf{x} \quad \text{mit } \mathcal{P} = \mathcal{P}^T > 0 \quad (2.36)$$

$$\dot{\mathcal{V}}(\mathbf{x}) = \mathbf{x}^T \underbrace{\left((\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K})^T \mathcal{P} + \mathcal{P} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \right)}_{\leq 0} \mathbf{x} \quad (2.37)$$

Der gewählte Ansatz bedingt nun die Lösung einer bilinearen Matrix-Ungleichung. Weiterführend kann die Bedingung jedoch mit Bezug auf LEVINE [2.20, S. 754] als ein äquivalentes Problem von »*linear matrix inequalities*« (LMIs) formuliert werden, indem sie von links und rechts mit \mathcal{P}_T erweitert und anschließend eine Variablensubstitution

⁷Zum Beispiel soll ein schnell antwortendes System trotz einer Regelung nicht langsam reagieren.

mit den Beziehungen aus Gl. (2.38) durchgeführt wird. Für das Finden einer asymptotischen Stabilität ist schließlich Gl. (2.39) zu lösen (vgl. Gl. (A.28) für ein Nachvollziehen der Herleitung der LMIs).

$$\mathcal{Q} = \mathcal{P}^{-1} \quad \mathcal{Y} = \mathcal{K} \mathcal{P}^{-1} \quad \mathcal{Y}^T = \mathcal{K}^{-1} \mathcal{P}^T \quad (2.38)$$

$$\mathcal{Q} \mathcal{A}^T - \mathcal{Y}^T \mathcal{B}^T + \mathcal{A} \mathcal{Q} - \mathcal{B} \mathcal{Y} < 0 \quad (2.39)$$

Die LMI-Darstellung bietet den zentralen Vorteil, dass es nicht notwendig ist auf dieselbe Art und Weise alle übrigen Konfigurationen auszudrücken. Stattdessen wird deren Menge mit Referenz auf PEAUCELLE ET AL. [2.21] als konvexes und beschränktes Polytop \mathbb{P} der Dimension n_v gemäß Gl. (2.40) beschrieben. Als Beispiel sei an $n_p = 3$ Parameter⁸ erinnert, welche $n_v = 2^{n_p}$ Extrem-Konfigurationen zulassen, die in einem Quader als dreidimensionalem Polyeder definierbar sind. Der Grundgedanke ist hierbei, dass die kontinuierliche Variation eines Parameters p innerhalb des Polytops zu einer kontinuierlichen Variation der Eigenwerte und damit der Stabilitätseigenschaften im v -ten System führt.

$$\mathbb{P}(\mathcal{A}, \mathcal{B}) = \left\{ \left[\mathcal{A}(p), \mathcal{B}(p) \right] = \sum_{v=1}^{n_v} p_v \left[\mathcal{A}, \mathcal{B} \right]; \sum_{v=1}^{n_v} p_v = 1; p_v \geq 0 \right\} \quad (2.40)$$

Von Interesse sind jedoch nur Nachweise für die Eckkonfigurationen bzw. -systeme, weil nur in ihnen die Worst-Case-Szenarien eintreten. Werden sie erbracht, ist abschließend von robuster asymptotischer Stabilität zu sprechen. Hierzu können, wie LEVINE [2.20] festhält und XUE & CHEN [2.22] demonstrieren, mehrere LMIs zusammengeführt werden. Für diese gelten jeweils die Beziehung $f_i < 0$, wobei f_i die linke Seite von Gl. (2.39) substituiert. Laut HERRMANN ET AL. [2.23] werden die einzelnen Systeme daraufhin in eine Blockmatrix gemäß Gl. (2.41) überführt und dadurch als umfassendes Gesamtproblem definiert.

$$\left. \begin{array}{l} f_1 < 0 \\ \vdots \\ f_{n_v} < 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \begin{bmatrix} f_1 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & f_{n_v} \end{bmatrix} < \mathbf{0} \quad (2.41)$$

Zur Lösung bzw. Angabe von \mathcal{Q} , \mathcal{Y} und \mathcal{P} sowie letztlich \mathcal{K} kann bspw. das frei verfügbare Softwarepaket *YALMIP* herangezogen werden. Dieses versteht sich als Samm-

⁸Geometrische Koordinaten können bspw. als solche Parameter interpretiert werden.

lung verschiedener Algorithmen für unterschiedlichste Aufgabenstellungen in den Bereichen der Reglersynthese und Optimierung unsicherer Systeme. An dieser Stelle sei zugunsten der Lesbarkeit darauf verzichtet, Vorteile und Möglichkeiten aufzuführen. Stattdessen sind für einen ersten Überblick ebenso wie für eine detaillierte Auseinandersetzung auf LÖFBERG [2.24][2.25] verwiesen.

2.4.2. Polbereichsvorgabe

Den Begriff der Γ -Stabilität bringen FÖLLINGER & KONIGORSKI [2.19, S. 378] in Zusammenhang mit der expliziten Vorgabe gewünschter Eigenschaften an eine Regelung. Darunter ist bei Betrachtung des Frequenzbereichs zunächst ein in Gl. (2.42) definiertes Gebiet Γ zu verstehen, welcher in der linken komplexen Halbebene (LKH) liegt (Abb. 2.5a). Bei einer Beschreibung von Γ mit Hilfe der komplexen Variable s und deren Konjugierten \bar{s} treten die reellen Matrizen $\mathcal{D}_0 = \mathcal{D}_0^T$ und \mathcal{D}_1 auf. Sie sind je nach zugrundeliegender Geometrie unterschiedlich anzugeben und für ausgewählte Formen in Tabelle 2.3 zusammengestellt. Die Bereiche lassen sich, äquivalent zu Mengen, miteinander schneiden und vereinen (Abb. 2.5b).

$$\Gamma = \left\{ s \in \mathbb{C} \mid \mathbb{F}_\Gamma(s) < 0 \right\} \quad \text{mit } \mathbb{F}_\Gamma(s) = \mathcal{D}_0 + s \mathcal{D}_1 + \bar{s} \mathcal{D}_1^T + s\bar{s} \mathcal{D}_2 \quad (2.42)$$

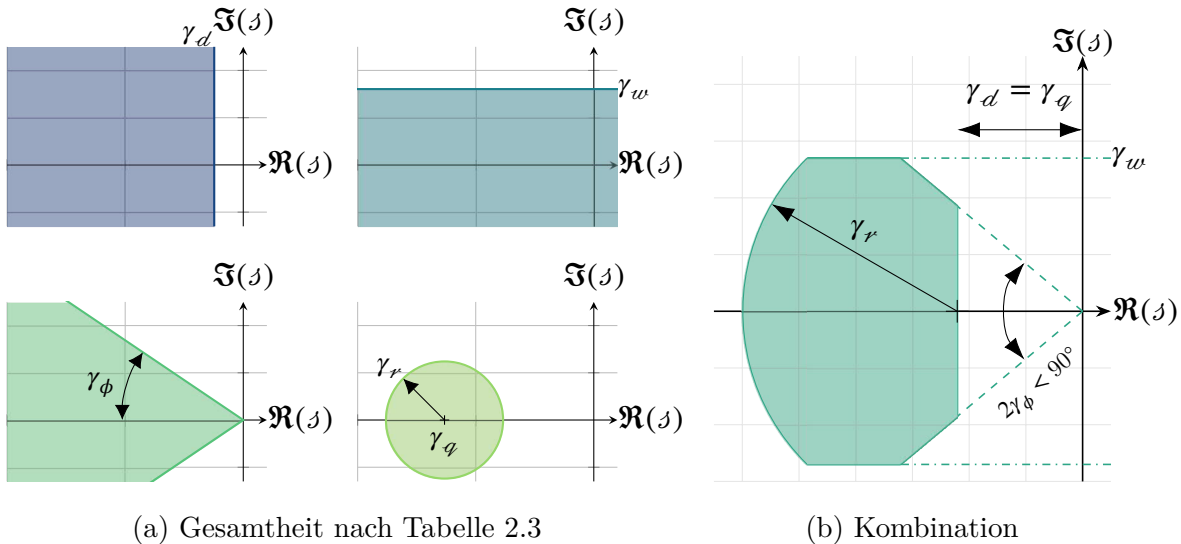


Abbildung 2.5.: Darstellung von LMI-Bereichen und zugehörigen Parametern

Tabelle 2.3.: Definitionsfaktoren ausgewählter LMI-Gebiete nach ROSINOVÁ & HOLIC [2.26] (vgl. Abb. 2.5)

<i>Faktor</i>	<i>Vertikalbereich</i>	<i>Horizontalbereich</i>	<i>Sektor</i>	<i>Kreis</i>
\mathcal{D}_0	$2 \gamma_d$	$\begin{bmatrix} \gamma_w & 0 \\ 0 & \gamma_w \end{bmatrix}$	$\mathbf{0}_{2 \times 2}$	$\begin{bmatrix} -\gamma_r & \gamma_q \\ \gamma_q & -\gamma_r \end{bmatrix}$
\mathcal{D}_1	1	$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} s \gamma_\phi & c \gamma_\phi \\ -c \gamma_\phi & s \gamma_\phi \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
\mathcal{D}_2	0	0	$\mathbf{0}_{2 \times 2}$	$\mathbf{0}_{2 \times 2}$

Analog des Reglerentwurfs mittels Polstellenvorgabe werden durch die Polbereichsvorgabe einzelne Kenngrößen (z.B. Bandbreite, Dämpfung, Einschwingzeit, Überschwingweite, Resonanzüberhöhung, u.a.) des Regelkreises (Gl. (2.31)) gezielt angesprochen. Laut ACKERMANN [2.27, S. 67–68] wird mit Hilfe der Beschreibung von Bereichsfunktionen \mathbb{F}_r jedoch die Flexibilität bewahrt, um auf die Unsicherheiten des Systems reagieren und auf eine Änderung der Reglerparameter verzichten zu können. Wie LUNZE [2.28] allerdings zu Bedenken gibt, ist für diese Realisierung des Reglers eine Messung sämtlicher Zustandsgrößen notwendig, wovon für die Dissertationsschrift ausgegangen wird (vgl. Abschnitt 2.3.2).

Für geeignete und zu wählende Beschränkungen ist es sinnvoll sich die verschiedenen Interpretationsoptionen der Polpaare $(s_j, \bar{s}_j) = -d \pm i w$ in der LKH (Abb. 2.6a) bzw. der Eigenwerte Λ_i vorzuhalten. Sie sind dem charakteristischen Polynom $P(\Lambda)$ des geschlossenen Regelkreises nach Gl. (2.43) zu entnehmen, wenn $P(\Lambda) = 0$ gilt.

$$P(\Lambda) = \det(\Lambda \mathbf{I} - \mathcal{A}_C) \quad \text{mit } \mathcal{A}_C = \mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K} \quad (2.43)$$

Die Lage des reellen Anteils von Λ_i lässt bereits auf eine der wichtigsten Eigenschaften schließen. Sie charakterisiert das System entweder als instabil ($\Re(\Lambda_i) > 0$), grenzsstabil ($\Re(\Lambda_i) = 0$) oder stabil ($\Re(\Lambda_i) < 0$). Weist Λ_i keinen oder nur einen verschwindenden Imaginärteil gegenüber dem Realen auf ($\Im(\Lambda_i) \ll \Re(\Lambda_i)$), erreicht der Prozessverlauf aperiodisch seinen stationären Zustand. Einem grenzstabilen Systemcharakter nähert er sich wiederum für ein umgekehrtes Verhältnis ($\Im(\Lambda_i) \gg \Re(\Lambda_i)$) an. Trifft beides nicht zu, ist ein gedämpft oszillierender Verlauf zu beobachten. Für die so gezeichnete Schwingung können weitere Kenngrößen im Zeit- und Frequenzbereich identifiziert werden, die unmittelbar aus der Pollage und weiteren Umrechnungen folgen. Zu ihnen zählen unter anderem Öffnungswinkel ϕ_r , Dämpfungsgrad \mathcal{D} , Eigenkreisfrequenz w der gedämpften

Schwingung⁹ und Abklingkonstante \mathcal{d} aus Gl. (2.44). Weil im Interesse der Leser nur stabile Systeme von weitergehender Relevanz sind, beschränken sich nachfolgende Ausführungen auf die LKH. Dabei garantiert ein Realteil kleiner Null das Vorhalten einer Stabilitätsreserve, weshalb $-\mathcal{d} < -\gamma_d$ zu beabsichtigen ist.

$$\mathcal{D} = \cos(\phi_r) \quad \pm \omega = \pm \omega_0 \sqrt{1 - \mathcal{D}^2} \quad \mathcal{d} = \mathcal{D} \omega_0 \quad (2.44)$$

Weitere Regelansprüche können durch die Forderungen $\left|(-\mathcal{d} + \gamma_q)^2 + \omega^2\right| < \gamma_r^2$ und $\phi_r < \gamma_\phi$ umgesetzt werden. Hierbei ist zunächst $\gamma_\phi = 45^\circ$ gleichbedeutend mit genau einer Überschwingung, weil sie synonym für $\mathcal{D} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ steht. Ansonsten dient die Bedingung hauptsächlich der Limitierung der gedämpften Schwingungsfrequenz ω . Mit Hilfe einer kreisförmigen Bereichsfunktion findet sich auf der anderen Seite eine Möglichkeit zur Vermeidung zu großer Reglerverstärkungen, um wiederum unerwünschtes Rauschen von Messsignalen einzuschränken.

Am Beispiel der Sprungantwort $h(t)$ aus LUNZE [2.16] (Abb. 2.6b) ist es durch die Gleichungen (2.45) bis (2.47) außerdem möglich eine Anregelzeit t_1 zu ermitteln. Sie ist kongruent zum erstmaligen Erreichen der statischen Verstärkung \mathcal{K}_s als Zielwert. Weiterhin sind die Zeitpunkte t_2 des maximalen Ausschlags h_{\max} , welcher der Summe aus Zielwert und Überschwingweite entspricht, und t_3 berechenbar. Letzteres erlaubt die Aussage darüber, wann der aktuelle Wert bis auf eine spezifizierte Toleranz (hier beispielhaft mit 17 % gewählt) bereits dem Zielwert entspricht.

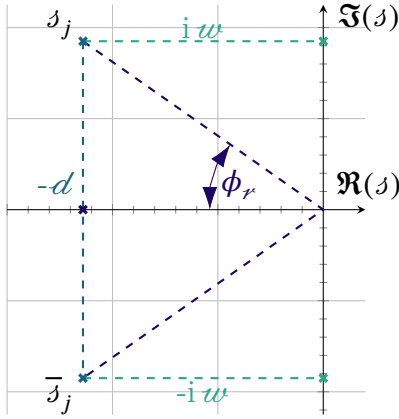
$$h(t) = \mathcal{K}_s \left(1 - \frac{\exp(-\mathcal{d} t)}{\sqrt{1 - \mathcal{D}^2}} \sin(\omega t + \phi_r) \right) \quad (2.45)$$

$$h_{\max} = \mathcal{K}_s \left(1 - \exp \left(\frac{\pi \mathcal{D}}{\sqrt{1 - \mathcal{D}^2}} \right) \right) \quad (2.46)$$

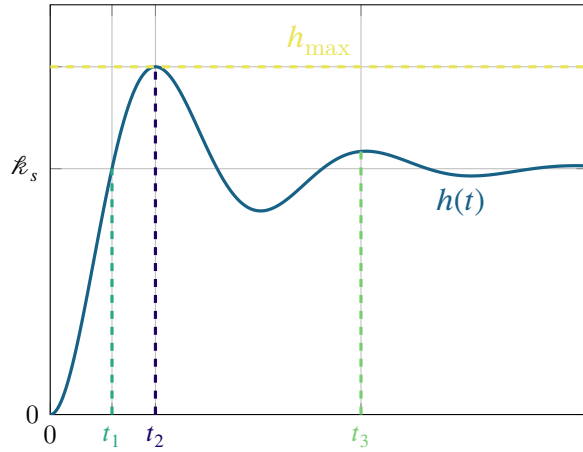
$$t_1 = \frac{\pi - \phi_r}{\omega} \quad t_2 = \frac{\pi}{\omega} \quad t_3(17\%) = \frac{\ln(0,17 \sqrt{1 - \mathcal{D}^2})}{-\mathcal{d}} \quad (2.47)$$

Damit die Eigenwerte durch Γ eingefasst werden, ist es notwendig, die jeweiligen Bereichsfunktionen mit dem Stabilitätsnachweis im Sinne von Gl. (2.41) zu koppeln. Das wiederum erfordert eine gemeinsame Lösung aller formulierten Ungleichungen. ROSINOVÁ & HYPIUSOVÁ [2.29] schreiben dazu, dass alle Eigenwerte einer Matrix \mathcal{A}_C innerhalb

⁹Als Kennkreisfrequenz bezeichnet ω_0 hingegen die Eigenfrequenz der ungedämpften Schwingung.



(a) LKH



(b) Zeitbereich

Abbildung 2.6.: Beziehung zwischen einem Polpaar (a) und dem Zeitverhalten am Beispiel der Sprungantwort $h(t)$ (b)

von Γ liegen, wenn simultan die Existenz einer positiv definiten Matrix \mathcal{P} belegt wird, welche Gl. (2.48) erfüllt. Die nötigen Umformungen um zu diesem Zweck zur Gl. (2.49) zu gelangen, sind im Abschnitt A.3 nachzuvollziehen. Eine allgemein gültige Empfehlung zur Spezifikation der verschiedenen LMI-Bereichsparameter ist allerdings abwegig, weil Regelungen immer hinsichtlich ihrer speziellen Aufgaben auf Maß auszulegen sind.

$$0 > \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P}) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P})^T + \mathcal{D}_2 \otimes (\mathcal{A}_C^T \mathcal{P} \mathcal{A}_C) \equiv \mathbb{F}_\Gamma \quad (2.48)$$

$$\begin{aligned} & \vdots \\ 0 & > \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{Q} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{Q} \mathcal{A}^T - \mathcal{Y}^T \mathcal{B}^T) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A} \mathcal{Q} - \mathcal{B} \mathcal{Y}) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Abschließend sei darauf hingewiesen, dass im Vergleich zu Gl. (2.39) die Umsetzung einer absoluten Stabilitätsreserve aller Ecksysteme von \mathbb{P} durch das Erfüllen von Gl. (2.50) ermöglicht wird.

$$\mathcal{Q} \mathcal{A}_v^T - \mathcal{Y}^T \mathcal{B}_v^T + \mathcal{A}_v \mathcal{Q} - \mathcal{B}_v \mathcal{Y} + 2 \gamma_d \mathcal{P} < 0 \quad \text{für } v = 1, \dots, n_v \quad (2.50)$$

2.5. Identifikation von Belastungen

Bei eingehender Beschäftigung mit äußeren Einflüssen ist festzustellen, dass diese Belastungen nur vordergründig in beschleunigungs-, geschwindigkeits- und lageabhängige sowie störende Terme unterscheidbar sind. Deshalb zieht die nachfolgende Alternativzuordnung mit Blick auf FOSSEN [2.30], LEWANDOWSKI [2.10] und KORNEV [2.12] ihre

jeweiligen Ursachen als Ausgangspunkt heran. Dabei ist der Übergang zwischen ihnen teilweise als fließend zu verstehen:

- τ_{Fr} Folgen durch Kontaktreibungen zwischen Festkörpern,
- τ_{PT} Wirkungen aufgrund von Antriebs- oder Zugeinrichtungen,
- τ_{HS} fluidstatische Einflüsse infolge von Gravitation,
- τ_{HD} fluiddynamische Belastungen aus Zähigkeitseffekten,
- τ_{HA} Rückwirkungen aus der Relativbeschleunigung sowie
- τ_{FK} Reaktionen des Fluids auf das Objekt durch absolute Beschleunigungen.

Die Mehrheit der Genannten lässt sich ferner als eine jeweilige Oberflächenkraft verstehen. Die aufgeführten Kontaktreibungen rücken außerdem nur für »*underwater bottom crawlers*« (UBCs) oder bei langwierigen Manipulationsarbeiten von ROVs in den Fokus. Die Übrigen sind insbesondere auf Wellen- und Strömungsvorgänge zurückzuführen. Währenddessen können Beeinflussungen durch Aktuatoren bei einer Steuerung oder Regelung (τ_{AC}) den aufgelisteten Ursachen immer in irgendeiner Art zugeordnet werden. Sollten dafür Ruder eine Anwendung finden, darf laut [2.31] bei einer dimensionslosen Drehgeschwindigkeit (bspw. $\frac{p}{|\vec{v}_{\infty}|}$) kleiner 0,10 davon ausgegangen werden, dass quasi-stationäre Vorgänge an ihnen vorliegen. Damit können für die Modellierung zu jedem Zeitpunkt und für jede Ruderlage bekannte hydrodynamische Kräfte eingesetzt werden, sofern sie im Vorfeld bei stationären Untersuchungen in Abhängigkeit des Anstellwinkels bestimmt wurden.

Der resultierende Vektor $\boldsymbol{\tau}$ ergibt sich letztlich aus der Summe aller erwähnten Anteile¹⁰. Seine Komponenten können gemäß der SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS AND MARINE ENGINEERS [2.8] sowie SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [2.32] und unter Beachtung von BERTIN [2.33] als Longitudinal- (in X_b), Lateral- (in Y_b) und Normalkraft (in Z_b) sowie Roll- (um X_b), Nick- (um Y_b) und Giermoment (um Z_b) benannt werden.

Bevor auf die verschiedenen Belastungen eingegangen wird, sollen zunächst die dazu getroffenen, durchaus widersprüchlichen Annahmen hinsichtlich des Fluids herausgestellt werden. Wie CLAUSS ET AL. [2.34] zeigen, ist es üblich für meerestechnische Betrachtungen Wasser als reibungsfreies, wirbelfreies, allseitig ausgedehntes und damit ideales Fluid zu betrachten. Diese Vereinfachungen erlauben laut KORNEV [2.12] die Anwendung der

¹⁰Es handelt sich dabei um eine zweckmäßige Annahme, welche durch die Realität abgebildet wird.

Potentialtheorie, die wiederum für Belastungen im Seegang sowie in den Bereichen der Flügel- und Propellertheorie genutzt wird. Für die Bestimmung von hydrodynamischen Massen (vgl. Abschnitt 3.4) ist sie gar eine Grundvoraussetzung.

Die Ausnahme von dieser Abstraktionshilfe bildet, bedingt durch ihre Definition, die Zusammenführung signifikanter Reibungseffekte in τ_{HD} . Diese sind wiederum aufgrund der unmittelbar auftretenden Interaktion von Struktur und Fluid nicht vernachlässigbar. Beispielsweise kann die auftretende Ablösung ein hoch instationärer Vorgang sein, so dass dadurch entstehende Wirbel im Nachlauf wiederum auf die Struktur zurückwirken können¹¹. Weil diese Arbeit insbesondere Unsicherheiten von Parameter untersucht, ist dieser Unterschied in den einzelnen Ursachen als relevant zu betonen.

2.5.1. Perspektive der Festkörpermechanik

Im Zuge einer konstant angenommenen Erdbeschleunigung $g_E = 9,81 \text{ m s}^{-2}$ kennzeichnet die Gravitation eine Gewichtskraft im Inertialsystem CS_g auf das Objekt der Masse m_{Rb} in Richtung des Erdmittelpunktes und damit entlang von ${}^g\vec{e}_z$. Als Angriffspunkt dieser Feldkraft wird der Gesamtmassenschwerpunkt CG im Abstand ${}^b\vec{r}_{\text{CG}}$ zu O_b gewählt, wodurch gleichzeitig das daraus resultierende Moment ermittelt wird. Als Zusammenfassung der Belastungen ergibt sich Gl. (2.51).

$${}^b\tau_{\text{CG}} = g_E \left[{}^b\vec{r}_{\text{CG}} \times ({}^{bg}\mathbf{R} {}^g\vec{e}_z) \right] m_{\text{Rb}} \quad (2.51)$$

Im Kontext des Archimedischen Prinzips ist bei Berücksichtigung des durch den getauchten Körper verdrängten Volumens V_{Rb} der hydrostatische Auftrieb bestimmbar. Er greift im Sinne einer Oberflächenkraft am Form- bzw. Verdrängungsschwerpunkt CB im Abstand von ${}^b\vec{r}_{\text{CB}}$ gegenüber O_b an, wodurch sich analog zu vorhergehenden Formulierung Gl. (2.52) ableitet. Beide Belastungen summieren sich in Gl. (2.53) zu τ_{HS} .

$${}^b\tau_{\text{CB}} = -g_E \left[{}^b\vec{r}_{\text{CB}} \times ({}^{bg}\mathbf{R} {}^g\vec{e}_z) \right] \rho_{\text{Fl}} V_{\text{Rb}} \quad (2.52)$$

$${}^b\tau_{\text{HS}} = {}^b\tau_{\text{CG}} + {}^b\tau_{\text{CB}} \quad (2.53)$$

Verfügt der Körper über ein eigenständiges, konventionelles Antriebssystem an der Position ${}^b\vec{r}_{\text{Pr}}$ in CS_b , so übt dieses nach KORNEV [2.35, S. 32] eine Reaktionskraft auf

¹¹Eine negative Beeinflussung liegt im Speziellen bei hydroakustische Sensoren vor.

das Wasser aus. Als Projektion in die entstehende Bewegungsrichtung resultieren Schubkraft und -moment um O_b . Weil neben Schrauben- ebenso Wasserstrahlantriebe in Frage kommen, wird der Schubbelastungsgrad c_{Pr} des eingesetzten Pro- oder Impellers verallgemeinernd herangezogen. Mit Bezug auf dessen Durchmesser D_{Pr} , der Fluidichte ϱ_{Fl} und unter Verwendung der in CS_a wirkenden, relativen Translationsgeschwindigkeit ergibt sich Gl. (2.54). Letztgenannte muss insoweit kritisch beurteilt werden, da eine ungestörte Anströmgeschwindigkeit einer im Heckbereich befindlichen Antriebseinrichtung unrealistisch ist. Nichtsdestotrotz wird sie als Bezugsgröße herangezogen, da typische Kennziffern eines Propellers gegenüber einer vorgegebenen Freifahrtgeschwindigkeit¹² ermittelt werden. Sind für eine räumliche Steuerung mehrere Einheiten montiert, wie z.B. bei einem ROV, gehen ihre jeweiligen Anteile als Summanden in τ_{PT} ein.

$${}^b\tau_{Pr} = \left[{}^b\vec{r}_{Pr} \times ({}^{ba}\mathbf{R} {}^a\vec{e}_x) \right] c_{Pr} \frac{\pi}{8} D_{Pr}^2 \varrho_{Fl} {}^a u^2 \quad (2.54)$$

Als Reaktionskräfte versteht DANKERT [2.5] auftretende Zwangskräfte, die durch Bewegungseinschränkungen hervorgerufen werden. Für einen Unterwasserkörper existieren solche Beeinträchtigungen bspw. infolge von »*towing cables*« (TCs) bei einem ROTV oder wegen »*umbilical cables*« (UCs) bei ROVs¹³. Dieses ist dann an einem eventuell als Steuerkomponente eingesetzten, variablen Befestigungspunkt ${}^b\vec{r}_T$ montiert und besitzt den Querschnitt A_T . Obwohl die Belastung in beiden Fällen als Zug bezeichnet wird, tritt er nur bei einem TC sinngemäß als Antrieb in Erscheinung. Dieser resultiert wiederum zwar in erster Linie aus den erforderlichen Schiffsmanövern¹⁴, überlagert sich jedoch unweigerlich mit aus dem Seegang induzierten Bewegungen des Schiffs. Am UC wirken im direkten Vergleich hingegen vorwiegend hydrostatische und -dynamische Lasten (vgl. Abschnitt 2.5.2). Sie entstehen einerseits aus einer Fluidbewegung in der Wassersäule und andererseits aus möglichen Manövern. Dadurch besitzen sie eine maßgebliche Rückwirkung auf beiden Seiten, welche ferner die sich einstellende Durchgangsform bestimmt.

Auf die komplexe Zwei-Wege-Interaktion der Teilsysteme »*Unterwasserkörper*« und »*Kabel*« soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen. Weil aber das Kabel als flexibler

¹²Die Aggregate werden dazu im Vorfeld losgelöst vom übrigen Objekt in eigenen Versuchsständen vermessen. Alternativ bieten Pfahlzugversuche den Vorteil die Leistungsfähigkeit eines Antriebs unter Einbindung der Körperumströmung zu untersuchen.

¹³UCs tendieren gegenüber TCs schnell zu größeren Durchmessern, weil sie neben Nieder-/Mittelspannungskabeln ebenso Glasfaserkabel oder Hydraulikschläuche enthalten und dadurch eine höhere Masse sowie Biegesteifigkeit aufweisen können.

¹⁴Als Beispiel sind Änderung von Schiffskurs und -geschwindigkeit sowie Durchführung von Windenoperationen zu nennen.

und ROV oder ROTV als starre Körper zu verstehen sind, bietet sich eine Modellierung als flexibles Mehrkörpersystem an. Die Kopplung der Beteiligten kann dazu entweder kraftbasiert oder durch kinematische Bindungen erfolgen. Wie SHABANA [2.36] beschreibt, ist das Verfolgen dieser Ansätze gleichermaßen aufwändig. Die gesuchte Tangentialkraft resultiert schließlich aus einer numerischen Lösung der hierfür aufgestellten, gekoppelten Bewegungsgleichungen. Eine Zusammenfassung der Zugbelastungen τ_T entlang TC oder UC auf das Objekt ist dadurch analog zu Gl. (2.54) unter Nutzung eines, von verschiedenen Parametern (u.a. Kabellänge, -querschnitt sowie -durchhang) abhängigen Zugbeiwerts c_T durch Gl. (2.55) formulierbar. Die daraus resultierende Zugbelastung auf das Fahrzeug wirkt mit Bezug auf CS_b jedoch ebenso in aller Regel dreidimensional.

$${}^b\tau_T = \frac{1}{2} \left[{}^b\vec{r}_T \times ({}^{ba}\mathbf{R} \, {}^a\vec{e}_x) \right] c_T A_T \varrho_{Fl} \, {}^a\vec{v}^2 \quad (2.55)$$

Zum Abschluss werden die Kräfte der n_{Pr} Antriebseinheiten und die Zugbelastungen durch Gl. (2.56) in τ_{PT} vereint.

$${}^b\tau_{PT} = \sum_i^{n_{Pr}} {}^b\tau_{Pr,i} + {}^b\tau_T \quad (2.56)$$

2.5.2. Perspektive der Strömungsmechanik

Die d'Alembertschen Kräfte umfassen gemäß DANKERT [2.5] Trägheitskräfte und Flieh- bzw. Zentrifugalkräfte. Letztgenannte bleiben, wie hier für CS_g geschehen, unter der Annahme einer ruhenden, ebenen Erde vernachlässigbar klein. Erstere sind hingegen zu berücksichtigen, weil KORNEV [2.35] zufolge ein beschleunigtes Objekt eine entgegengerichtete, fluiddynamische Kraft proportional zu seiner Beschleunigung erfährt. Kennzeichnet werden diese Einflüsse durch die zusätzlichen Terme der bereits in Abschnitt 2.3.2 eingeführten fluiddynamischen Trägheits- \mathbf{M}_{Fl} und Kopplungsmatrix \mathbf{N}_{Fl} . Die Koeffizienten der Erstgenannten werden als hydrodynamische Massen und Massenträgheitsmomente bezeichnet sowie im Folgenden unter dem Begriff der hydrodynamischen Trägheiten vereint.

Die dazu zu berücksichtigende, kinetische Energie E_{Fl} ist dabei gleich der des umgebenden Fluids und ist mit Blick auf KLEINAU [2.37] sowie Gl. (2.14) äquivalent durch Gl. (2.57) erfasst. Eine detailliertere Auseinandersetzung wird in Abschnitt 3.4 stattfinden, wo insbesondere die Bestimmung der Matrixeinträge im Vordergrund steht, während in

Abschnitt A.2 Vereinfachungen zusammengestellt sind. Analog zu Gl. (2.15) finden sich derweil die Kirchhoffschen Gleichungen für das Fluid durch Gl. (2.58) ausgedrückt, welche die Belastung $\boldsymbol{\tau}_{\text{Fl}}$ auf den Körper durch das Fluid aufgrund ihrer Relativbewegung beschreibt.

$$E_{\text{Fl}} = \frac{1}{2} \mathbf{q}^T \mathbf{M}_{\text{Fl}} \mathbf{q} \quad (2.57)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{Fl}} = \mathbf{M}_{\text{Fl}} \dot{\mathbf{q}} + \dot{\mathbf{M}}_{\text{Fl}} \mathbf{q} + \mathbf{N}_{\text{Fl}} \mathbf{q} \quad (2.58)$$

Eine umfassendere Beschreibung dieser Informationen lässt sich mit Gl. (2.59) formulieren. Darin erfolgt eine allgemeine Unterscheidung für die mathematisch-physikalischen Repräsentation in beschleunigungs- ($\boldsymbol{\tau}_{\dot{\mathbf{q}}}$) und geschwindigkeitsabhängige Lasten. Bei letzteren ist zudem zwischen linearen ($\boldsymbol{\tau}_{\mathbf{q}}$) und quadratischen ($\boldsymbol{\tau}_{\mathbf{q}\mathbf{q}}$) Zusammenhängen zu differenzieren. Diese Darstellungsform ermöglicht eine leichte Priorisierung zu berücksichtigender Terme, so dass bspw. bei einer linearen Regelung die quadratischen Anteile häufig vernachlässigt werden.

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{Fl}} = \boldsymbol{\tau}_{\dot{\mathbf{q}}} + \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{q}} + \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{q}\mathbf{q}} \quad (2.59)$$

Unterdessen ist in der englischsprachigen Literatur in Verbindung mit den geschwindigkeitsabhängigen Lasten in der Regel von hydrodynamischen Dämpfungen die Rede. Hierbei beschreibt FOSSEN [2.38, S. 122] die Unterteilung in

1. Dämpfung aufgrund von Wellendrift,
2. linear-frequenzabhängige Potentialdämpfung,
3. linear-frequenzabhängiger Reibungswiderstand,
4. infolge ablösender Wirbelstrukturen.

Gleichzeitig hebt er die Schwierigkeit hervor einzelne Effekte und deren Konsequenzen voneinander zu trennen. Deshalb werden sie meistens im zweiten und dritten Summanden von Gl. (2.59) gebündelt. Weil der Wellendrift unmittelbar im Zusammenhang mit den auftretenden Umwelteinflüssen steht, wird er in Abschnitt 2.5.3 nochmals aufgegriffen. Für die in Verbindung zur Ermittlung der hydrodynamischen Trägheiten stehende Potentialdämpfung sei außerdem auf Abschnitt 3.4 verwiesen.

Die beiden verbliebenen Beiträge entstehen, in Übereinstimmung mit SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [2.39], bei der Bewegung des Körpers durch ein Fluid mit \vec{v} infolge von dessen Viskosität. Diese in $\boldsymbol{\tau}_{\text{HD}}$ summierten Belastungen sind wegen möglichen

Stellgrößenänderungen (z.B. Ruderschlag) jederzeit aktiv veränderbar. Dadurch ist eine Steuerung von Bahn und Lage des Körpers möglich, womit sie unmittelbar dessen Bewegung bestimmen. BROCKHAUS ET AL. [2.3] führen aus, dass die Orientierung der resultierenden Kraft gegenüber dem anströmenden Fluid mit der Geschwindigkeit ${}^h\vec{v}_\infty = {}^h\vec{v}_{Rb}$ in erster Linie von der Körperformgebung abhängt, wodurch eine örtlich konvektive Fluidbeschleunigung um diese miterfasst wird. Die darin auftretenden Kraftkomponenten werden unter anderem von HUCHO [2.40] in CS_h als dynamischer Widerstand (\vec{F}_D), dynamische Querkraft (\vec{F}_C) und dynamischer Auftrieb (\vec{F}_L) definiert und sind in Abb. 2.7 visualisiert. Ihre bedeutendsten Abhängigkeiten besitzen sie gegenüber den mit Tabelle 2.2 (Seite 18) eingeführten Anstell- (α) und Schiebewinkeln (β). Sie werden, mit Verweis auf DIN 9300 [2.11], durch Gl. (2.60) in den angegebenen Gültigkeitsbereichen ermittelt.

$$\alpha = \operatorname{atan}\left(\frac{{}^b w}{{}^b u}\right) \in (-\pi; \pi] \quad \beta = \operatorname{asin}\left(\frac{{}^b v}{|{}^b \vec{v}|}\right) \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right] \quad (2.60)$$

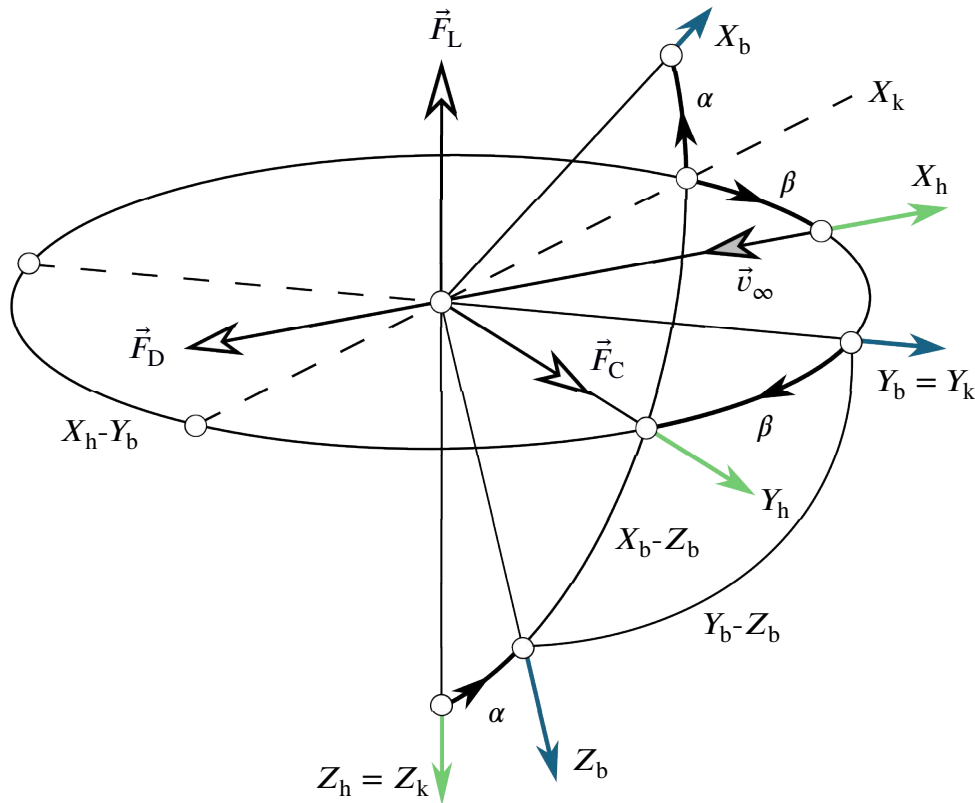


Abbildung 2.7.: Definition strömungsfester Koordinaten und Kräfte sowie notwendiger Winkel und Achsen zu deren Transformation aus CS_h nach CS_b

Wie SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [2.39] erklären, ist der Widerstand in gu-

ter Näherung proportional zum Quadrat der Anströmgeschwindigkeit, wenn vorrangig Druckkräfte an der Körperoberfläche wirken. Im Realfall sind ebenfalls tangential Schubkräfte zu berücksichtigen, welche auf die Zähigkeit des Fluids zurückzuführen sind. Druck- und Reibungswiderstand werden dann im Profilverstand zusammengefasst. Diese resultierende Kraft wird in der Regel mittels Experimenten (vgl. Abschnitt 3.3) oder CFD-Simulationen bestimmt. In beiden stellen sich Formgestaltung und Oberflächenrauheit als direkte Abhängigkeiten dar. Darüber hinaus ist laut BROCKHAUS ET AL. [2.3] im dreidimensionalen Fluid ein Druckausgleich zwischen unteren und oberen Flächen unter α bzw. zwischen Back- und Steuerbordflächen unter β zu beobachten. Beides ruft eine Umströmung von Körperenden hervor, was zu einer Erzeugung von unerwünschten, ablösenden Wirbeln führt. Selbst in einer reibungslosen Strömung würde der Körper dann durch deren Bildung einen induzierten Widerstand erfahren.

Die beschriebenen Druckunterschiede sind ebenfalls als Ursache für \vec{F}_C und \vec{F}_L zu nennen. Bei Flugzeugen setzt sich Letztgenanntes als Summe aus den Beiträgen zusammen, die Tragflügel, Rumpfform und Höhenleitwerk mit einbringen. SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [2.32] betonen hierbei den Einfluss der gegenseitigen Beeinflussung. Diese Interferenzen können in gleichen Größenordnungen wie die einzelnen Summanden liegen. Sie verursachen folglich eine wesentliche Änderung der Auftriebsverteilung oder der Anströmrichtung einzelner Körperbereiche. UUVs besitzen im Vergleich hierzu meist eine kompaktere Form. Dies legt die Annahme nahe, dass die Bedeutung der Interferenzen zunimmt. Aus diesem Grund wird darauf verzichtet eine theoretische Ausführung hinsichtlich einzelner Bereiche zu verfolgen. Stattdessen wird der Körper als Ganzes verstanden. Für CHAKRABARTI [2.41] ist diesbezüglich von einem Versperrungsfaktor die Rede, welcher insbesondere bei mehrteiligen Strukturen (z.B. ROVs mit getrennten Auftriebs- und Nutzkörpern) zu beachten ist.

Dieser Gedanke wird bei der Ermittlung der benötigten Beiwerte mit Hilfe von Experimenten oder CFD-Simulationen fortgeführt. Bei ihnen sollten alle Variationen der Steuerkomponenten möglichst umfassend mit eingeschlossen werden. Als Ergebnis stehen die gesuchten Belastungen gegenüber einer Vielzahl von Kombinationen an Parametern. Während Automobile, Flugzeuge oder auch ROTVs eindeutig definierte Vorzugsrichtungen für ihre Bewegung besitzen, können ROVs vergleichsweise augenblicklich die Fahrtrichtung ändern ohne dabei eine Neuorientierung vornehmen zu müssen. Diesen Umstand greift Abschnitt 3.3 für eine weitergehende Diskussion erneut auf. Zunächst genügt die Zusammenstellung der resultierenden Belastungen in CS_b mit den Gleichungen (2.61) bis (2.63) sowie Sammlung durch Gl. (2.64). Dort werden als Bezugsfläche und -länge

A bzw. l_{Rb} verwendet¹⁵. Für Erstere wird meist auf eine bekannte Frontalfläche und für Letztere auf die Körperlänge entlang X_b zurückgegriffen.

$${}^b\tau_D = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_x) & c_{D_{\text{Tr}}} \\ ({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_x) & c_{D_{\text{Rot}}} \end{bmatrix} A \varrho_{\text{Fl}} {}^h u^2 \quad (2.61)$$

$${}^b\tau_C = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} ({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_y) & c_{C_{\text{Tr}}} \\ ({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_y) & c_{C_{\text{Rot}}} \end{bmatrix} A \varrho_{\text{Fl}} {}^h u^2 \quad (2.62)$$

$${}^b\tau_L = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_z) & c_{L_{\text{Tr}}} \\ ({}^{bh}\mathbf{R} \quad {}^h\vec{e}_z) & c_{L_{\text{Rot}}} \end{bmatrix} A \varrho_{\text{Fl}} {}^h u^2 \quad (2.63)$$

$$\begin{aligned} {}^b\tau_{\text{HD}} &= {}^b\tau_D + {}^b\tau_C + {}^b\tau_L \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} c_X & c_Y & c_Z \end{bmatrix}^T \\ \begin{bmatrix} c_K & c_M & c_N \end{bmatrix}^T \end{bmatrix} A \varrho_{\text{Fl}} {}^h u^2 \end{aligned} \quad (2.64)$$

2.5.3. Einflüsse aus der Umwelt

Es wurde bereits festgestellt, dass bei einem Einsatz in freien Gewässern chaotische, teilweise un- oder zu mindestens nur kurzfristig vorhersagbare Umweltbedingungen auf ein Objekt einwirken werden. Grundsätzlich lassen sich als Ursachen hierfür Strömungen in der Wassersäule sowie Wellen an der Oberfläche benennen. Letztere können in ihrer Wirkung bis in große Tiefen reichen. Inwiefern sie gegenüber der Fahrtgeschwindigkeit eines UUVs dann jedoch noch von Bedeutung sind, wird in Abschnitt 3.5 thematisiert. Sie entstehen aufgrund der Erdrotation, infolge von Gezeiten, durch Winde oder im Falle des Erstgenannten wegen eines variierenden Salzgehaltes. Weiterhin entstehen die teils großflächigen Strömungen als Folge lokaler Temperaturunterschiede, die ihrerseits laut FOSSEN [2.38] sowie HUCHO [2.40] aus Tag- und Nachtwechseln, der Wolkenabschattung oder dem verschiedenen Rückstrahlvermögen der Meeresoberfläche herrühren.

Ein aus Wellen und Strömungen resultierende Geschwindigkeitsvektor \vec{v}_{Fl} ist durch Gl. (2.2) in vorherige Betrachtungen mit eingebunden und hinsichtlich fluiddynamischer Belastungen im vorangegangenen Abschnitt mit der relativen Geschwindigkeitskomponente

¹⁵In der Literatur sind je nach Wissensdisziplin unterschiedliche Bezugsgrößen für die einzelnen Kraftkomponenten zu finden, worauf hier zugunsten der Übersicht in Gl. (2.64) verzichtet wird. Bei der Lastberechnung auf Basis von Beiwerten ist aber unbedingt auf das korrekte Bezugsmaß zu achten.

$u = u_{\text{Rb}} - u_{\text{Fl}}$ berücksichtigt. Dabei ist sich bewusst zu machen, dass u_{Fl} bei Welleneinfluss wiederum orts- und zeitabhängig ist. Anders verhält es sich bei ihnen mit den Auswirkungen hinsichtlich der auftretenden Beschleunigungen $\dot{\vec{v}}_{\text{Fl}}$. Diese stehen im Gegensatz zu Strömungen, welche allgemein als zeitlich konstant im Vergleich zu Körperbewegungen gesehen und laut CHAKRABARTI [2.41] durch einen Mittelwert abgebildet werden.

Für eine Beschreibung von Wellen sind hingegen die Wellentheorien nach Airy-Laplace (in 1. Ordnung) oder Stokes (in 2. bis 5. Ordnung) heranzuziehen (vgl. Abschnitt B.3). Unter Verwendung der zuerst gelisteten, linearen Wellentheorie entwickeln CLAUSS ET AL. [2.34, S. 155] zunächst eine differentiell kleine Kraft, die auf dem benetzten Oberflächenelement dS des getauchten Körpers angreift. Mit dem Ziel die im Seegang einstellende, ungleichförmige Druckverteilung auf S auszudrücken, wird im Anschluss über alle Komponenten und unter Benutzung des nach außen zeigenden Normalenvektors \vec{n} integriert.

Das Ergebnis dieser Ausführungen ist die Froude-Krylov-Kraft \vec{F}_{FK} für einen beliebig orientierten Körper. Als Bedingung wird jedoch angegeben, dass sie sich immer auf das Potential der ungestörte Welle bezieht. Diese Vereinbarung gilt unabhängig davon, ob eine hydrodynamisch transparente oder hydrodynamisch kompakte Struktur betrachtet wird. Die Grenze zwischen diesen beiden kennzeichnet sich hierbei gemäß CHAKRABARTI [2.41] durch einen Wert kleiner als 0,20 hinsichtlich des Verhältnisses einer für den Körper charakteristischen Länge¹⁶ gegenüber der Wellenlänge. Eine detailliertere Auseinandersetzung mit \vec{F}_{FK} erfolgt in Abschnitt 3.5. Dabei wird der Frage nachgegangen, inwiefern es notwendig ist die welleninduzierte Kraft für UUVs zu berücksichtigen.

$$\begin{aligned}\vec{F}_{\text{FK}} &= - \int p \vec{n} dS \\ &= \varrho_{\text{Fl}} V_{\text{Rb}} \frac{\partial \vec{v}_{\text{Fl}}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.65}$$

Ebenso wenig soll auf den mit Wellentheorien höherer Ordnung in Verbindung stehenden, in CHAKRABARTI [2.41, S. 166] beschriebenen Wellendrift eingegangen werden. Unter diesem ist nach CLAUSS ET AL. [2.34, S. 222] eine Kraft zu verstehen, die infolge der Variation aufeinanderfolgender Wellenhöhen entsteht. Als Begründung deren Nichtberücksichtigung ist anzuführen, dass der hier im Fokus stehende Typ eines UUVs nicht für durchgehend ortsfeste, unter Umständen monatelang andauernde Messzeiträume eingesetzt wird. Folglich sind sie dem Seegang nur in einem relativ kurzen und dadurch uner-

¹⁶z.B. der Durchmesser bei einem Zylinder

heblichen Zeitraum ausgesetzt. Sollten dennoch derartige Umstände auftreten, wird zur Erfassung von Strömung und Drift eine konstante Geschwindigkeit vorgesehen. Inwieweit das über die komplette Wassersäule zutreffen kann, wird am Ende von Abschnitt 3.5 thematisiert.

Zuletzt sei noch auf die Möglichkeit eines biologischen Bewuchses oder Besiedelns durch Algen, Muscheln, Polypen und andere Organismen hingewiesen. Je nach Schutzvorkehrungen des Objekts (z.B. meist toxische Beschichtungen) sowie den räumlichen und zeitlichen Begebenheiten kann das sogenannte Biofouling in relativ kurzen Zeiträumen entstehen. Im Ergebnis folgt eine Zunahme der zähigkeitsbehafteten Belastungen (c_D, c_C, c_L). In Abhängigkeit der Körpergröße sind unter Umständen ebenfalls die zusätzliche Biomasse und damit einhergehende Formveränderungen einzukalkulieren.

KAPITEL 3

CHARAKTERISIERUNG VON UNSICHERHEITEN

UUVs sind in der realen Welt unausweichlich der chaotischen Natur ihrer Umwelt ausgesetzt. Dennoch wird die Funktionalität und das zufriedenstellende Erfüllen der gestellten Aufgaben erwartet. Für den Ingenieur erwächst daraus ein lösungsorientiertes Denken, welches auf den Grundsatz „*so viel wie nötig - so wenig wie möglich*“ komprimiert werden darf. Damit verbunden ist bei einer mathematisch-physikalischen Beschreibung immer die Akzeptanz von Approximations- und bei einer experimentellen Eigenschaftsbestimmung von Identifikationsfehlern. Im Falle der Fertigung sind es hingegen die zunehmenden Toleranzen der realisierbaren Maschinengenauigkeiten, welche wiederum in enger Verbindung zu deterministisch geprägten Messfehlern und stochastisch verteiltem Messrauschen stehen.

Für alle vorangegangenen Beispiele lässt sich im technischen Kontext eine Unsicherheit deshalb als der Mangel an Information verstehen. Dabei ist zwischen den bewusst getroffenen Vereinfachungen und der faktischen Unkenntnis über einen Prozessteil zu unterscheiden. In jedem Fall bedeutet jedoch die Beschreibung einer Unsicherheit immer einen Informationsgewinn. Diesen Gedanken aufgreifend werden in diesem Kapitel jene Parameter betrachtet, die mit der Bewegung eines Unterwasserkörpers im Zusammenhang stehen und weitgehend quantifizierbar sind.

3.1. Benennung der Parameter

Als Basis für die Identifizierung der in Frage kommenden Unsicherheiten dient neben Gl. (2.15) insbesondere Abschnitt 2.5.2. Aus beiden lassen sich die teilweise wiederholenden Größen kompakt zusammenfassen und auf die wesentlichsten Faktoren reduzieren:

- | | |
|--|--|
| 1. Schwerpunktlage \vec{r}_{CG} , | 6. Bahnorientierung (γ, χ) , |
| 2. Objektmasse m_{Rb} , | 7. Fluiddicke ρ_{Fl} , |
| 3. Objektgestalt, u.a. V_{Rb} , \vec{r}_{CB} , \mathbf{M}_{Fl} , | 8. Fluidbewegung \vec{v}_{Fl} , |
| 4. Oberflächenrauheit, | 9. Wirkung von Aktoren sowie |
| 5. Betrag der Bahngeschwindigkeit V_M , | 10. Antriebskraft und -einleitung. |

3 Für die ersten drei Stellgrößen ist zu betonen, dass eine fundierte Aussage über sie in der Verantwortung von Systementwicklern und hauptsächlich der Konstrukteure liegt. Insbesondere komplexe Bauteile und die Kabelage können hierbei ein unterschätztes Problem darstellen, weshalb bestätigende Trimmversuche empfehlenswert sind. Die letzten beiden Stellgrößen sind hingegen mehrheitlich auf mechanische Bauteile zurückzuführen. Speziell Antriebe werden in der Regel losgelöst vom finalen Rumpf eines UUVs getestet, um quantifizierbare Kennlinien aufzunehmen. Inwiefern die Aggregate jedoch nach dem Ein- oder Anbau noch eine eigentlich beabsichtigte Leistung erbringen, soll indes nicht Gegenstand dieses Kapitels sein. Sofern Aktoren aber mit einer Formänderung in Verbindung stehen, werden sie gebündelt mit Oberflächenrauheit, Bahngeschwindigkeit und -orientierung in Abschnitt 3.3 behandelt. Ansonsten wird die Körpergeometrie in den wenigstens Fällen aktiv veränderlich sein, wodurch eine Angabe über die Verdrängung erleichtert wird. Die Ausnahme hiervon bilden offensichtlich Ruder oder vergleichbare Einrichtungen, die den Verdrängungsschwerpunkt \vec{r}_{CB} verschieben. Inwieweit sich eine Formänderung auf die Trägheit ausübt, veranschaulicht Abschnitt 3.4.

Insbesondere für AUVs und UWGs auf Langzeitmissionen ist darüber hinaus der Faktor „*Bio-Fouling*“ nicht außer Acht zu lassen. Einerseits gibt es, wie unter anderem MAAN ET AL. [3.1] ausführen, keine als perfektes „*Antifouling*“ dienende Universalstrategie, die gegen jeden maritimen Organismus wirksam wäre. Andererseits lösen sich die Wirkstoffe mit der Zeit aus den Beschichtungen heraus. Ferner sind primär bei UWGs bereits kleine Zusatzmassen als systemkritisch zu sehen. Bei den nahe der Wasseroberfläche agierenden AUVs ist hingegen vielmehr die Zunahme der hydrodynamischen Trägheiten infolge der unbekannten Körperverformung als bedenklich einzuschätzen. Abgesehen davon ist die gleichzeitige Veränderung der Oberflächenrauheit und damit des Zähigkeitsbedingten Widerstands zu erwähnen. Es liegt allerdings die Vermutung nahe, dass Letzteres durch die Spanne der Fahrtgeschwindigkeiten (vgl. Abschnitt 3.3) bereits eingefasst ist. Letztlich müsste das Fouling aber langfristig durch den Antrieb kompensiert werden, was zu einem ungewollt höheren Energieaufwand führt.

3.2. Fluiddichte

Abschnitt 2.5 zeigt auf, dass die Fluiddichte ρ_{Fl} als wiederkehrender Faktor in den verschiedenen Einzelbelastungen einen zu untersuchenden Einfluss besitzt. Es darf behauptet werden, dass die Angabe der Wasserdichte mit konstanten 1000 kg m^{-3} eine gängige Praxis für regelungstechnische Anwendungen und andere, technisch geprägte Simulationen für Offshore-Applikationen ist. Die Modellvereinfachung besitzt ihre Berechtigung, wenn ein sehr eng definierter Einsatzbereich nahe der Wasseroberfläche betrachtet wird. Aus ozeanografischer Sicht stellt sich ρ_{Fl} jedoch in Abhängigkeit von Salinität S , Temperatur T und Druck p dar, deren Erfassung lokal durch die Verwendung von »conductivity temperature depth« (CTD)-Sonden erfolgt. Wieso ein Auseinandersetzen mit einer Veränderlichkeit der Dichte sinnvoll erscheint, verdeutlichen zwei reale Einsatzszenarien.

Zunächst wird ein UWG betrachtet, der mittels eines minimal variablen, statischen Auftriebs seine Vorwärtsbewegung erzeugt. Bei einer beispielhaften Nutzung in der Ostsee müsste er dazu Wasserschichten durchqueren, welche durch zeitlich variierende Thermoklinen voneinander getrennt werden. Charakteristisch für diese Übergänge sind Temperatursprünge, die zur Änderung von ρ_{Fl} führen. Bereits kleine Abweichungen können verantworten, dass die Gleiterbewegung eingestellt wird, sofern sie nicht bei der Systemauslegung berücksichtigt werden. Wie PEDERSEN ET AL. [3.2] beschreiben, findet sich ein zweiter Anwendungsfall in der Exploration rohstoffreicher, hydrothermalen Quellen mit Hilfe eines ROVs am mittellatlantischen Rücken in Tiefen von bis zu 3 km. Sowohl Salinität als auch Temperatur sind hier ortsabhängig starken Schwankungen unterworfen. Die Annahme einer konstant bleibenden Dichte erscheint daher abwegig.

Im Verständnis einer Intervallgröße $[\rho_{\text{Fl}}]$ können für diese und ähnliche Fälle definierte Grenzen angegeben werden. Dazu wird konkret die von SHARQAWY ET AL. [3.3, S. 357] aufgelistete Gl. (3.1) herangezogen (vgl. Abschnitt B.1 für die Koeffizienten). Mit den für sie aufgeführten Gültigkeitsbereichen der einzelnen Parameter:

- $[T] = \{T \in \mathbb{R} \mid 0 \leq T \leq 180\}$ in $^{\circ}\text{C}$
- $[p] = \{p \in \mathbb{R} \mid 0 \leq p \leq 1000\}$ in bar
- $[S] = \{S \in \mathbb{R} \mid 0 \leq S \leq 80\}$ in g kg^{-1}

können mit einer Genauigkeit von $\pm 2,50\%$ eine obere und untere Schranke für jeweilige Szenarien beziffert werden. In welchem Maße diese voneinander abweichen können, visualisiert Abb. 3.1 an zwei ausgewählten Wassertiefen. Die so augenscheinlich reguläre Verteilung von ρ_{Fl} ist allerdings trügerisch. So wiesen SCHMIDT ET AL. [3.4] mit mo-

dernen Messmethoden eine unregelmäßigere Distribution der Dichte gegenüber den drei Abhängigkeiten nach. In jedem Falle ist bei einem Überschreiten der oberen Temperaturgrenze, wie bei RONA ET AL. [3.5] dokumentiert, eine adäquatere Alternativbeschreibung für ρ_{Fl} zu verwenden. Unter Umständen erweist sich deshalb eine abschnittsweise Formulierung der Dichte in Abhängigkeit des Einsatzgebietes als am sinnvollsten.

$$\begin{aligned} \rho_{\text{Fl}}(T, S, p) = & a_1 + T (a_2 + a_3 T + a_4 T^2 + a_5 T^3) + p (a_6 + a_7 T^2 + a_8 T^3 + a_9 T^4) \\ & + p^2 (a_{10} + a_{11} T + a_{12} T^2 + a_{13} T^3) \\ & + p^3 (a_{14} + a_{15} T + a_{16} T^2 + a_{17} T^3 + a_{18} T^4) \\ & - S (b_1 + b_2 T + b_3 T^2 + b_4 T^3 + b_5 p + b_6 p^2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

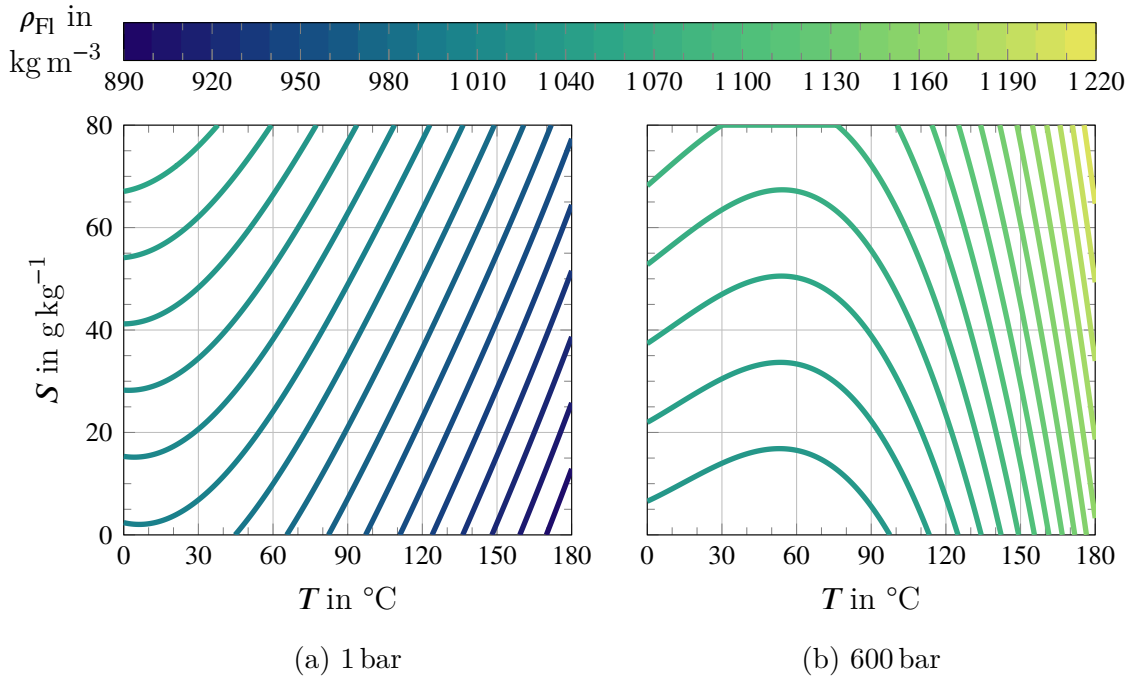


Abbildung 3.1.: Konturdiagramme der Dichte für Seewasser in Abhängigkeit von Temperatur T und Salinität S für ausgewählte Wassertiefen

3.3. Hydrodynamische Zähigkeitslasten

Als wesentlicher Teil der äußeren Einflüsse bestimmen laut KORNEV [3.6] die wegen Viskosität auftretenden Lasten unmittelbar die Bewegung eines AUO. Diese ist in einen

symmetrischen und unsymmetrischen Beitrag aufteilbar. Erstgenannter charakterisieren SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [3.7][3.8] zufolge mit Hilfe von Anstellwinkel (α) sowie Gleit- (\vec{v}) und Nickwinkelgeschwindigkeit (q) eine Längsbewegung, während Letztgenannter durch Schiebewinkel (β), Roll- (p) und Gierwinkelgeschwindigkeit (r) die Seitenbewegung beschreibt. Sofern keine großen Drehgeschwindigkeiten oder große Winkel bei Manövern auftreten, ist es üblich näherungsweise von einer beidseitigen Entkopplung auszugehen. Vernachlässigbar sind Koppelgrößen allerdings nur im quasi-stationären Zustand (vgl. Abschnitt 2.4). Inwieweit diese Annahme jedoch auf sehr kompakte Bauformen übertragbar ist, muss im Einzelfall überprüft werden.

Mathematisch erfolgt die Beschreibung der hydrodynamischen Zähigkeitslasten im körperfesten Koordinatensystem \mathcal{CS}_b und in Form von Gl. (3.2) als Alternativausdruck zu Gl. (2.64). Obwohl nicht zwingend notwendig, sollten Bezugsfläche A_i und -länge l_i zwecks der Reduzierung von Fehlerquellen gleichbleibend für alle Komponenten gewählt werden. In den Beiwerten c_i konzentrieren sich unterdessen die Abhängigkeiten gegenüber der Körperkonfiguration (Schwer- oder Bezugspunktlage, Geometrieform, Ruderwinkel ξ) und dem Gleitzustand (Fahrt- und Drehgeschwindigkeit des Körpers, Orientierung der Anströmung sowie deren Änderung).

$${}^b F_i = \frac{1}{2} c_i A_i \rho_{\text{Fl}} V_M^2 \quad {}^b M_i = \frac{1}{2} c_i A_i l_i \rho_{\text{Fl}} V_M^2 \quad (3.2)$$

Die größte Herausforderung bei der Angabe von c_i sind die unvermeidbaren Wechselwirkungen. So induziert bspw. die positive Gierbewegung um Z_b eine örtliche Zusatzanströmung und damit eine Krafterhöhung an der voreilenden Backbord- bzw. eine Reduzierung an der nacheilenden Steuerbordseite. Daraus resultieren eine Gier-Querkraft, ein dämpfendes Gier-Giermoment sowie ein auslenkendes Gier-Rollmoment. Vergleichbare Effekte sind ausnahmslos für alle Bewegungsrichtungen festzustellen. Um ihnen zu begegnen, wird wie bei BROCKHAUS ET AL. [3.9] zunächst mit einem als quasi-stationär beabsichtigten Arbeitspunkt eine Basis gewählt, die durch eine Reihe von Ausgangsbeiwerten c_{i0} gekennzeichnet ist. Anschließend wird lediglich eine einzige Stellgröße um einen kleinen Betrag variiert (angezeigt durch den Präfix δ), während alle übrigen unverändert bleiben. Als Ergebnis steht mit Gl. (3.3) das Derivat $c_{i,j}$ des Beiwerts c_i gegenüber einer Stellgröße j . Mit der Entwicklung in einer Taylor-Reihe wird die eigentliche Überlagerung aller Einflüsse umgesetzt, welche in Gl. (3.4) äquivalent formuliert ist. Wegen dieser bewussten Vereinfachung weisen sich alle Stellgrößen als Unsicherheiten aus.

$$c_{i,j} = \frac{\partial c_i(\vec{r}_{\text{CB}}, V_M, p, q, r, \alpha, \beta, \dot{\alpha}, \dot{\beta}, \xi_1, \xi_2, \dots)}{\partial j} \quad (3.3)$$

$$c_i = c_{i0} + \sum c_{i,j} \delta j \qquad c_i = c_{i0} + \sum \Delta c_{i,j} \qquad c_i = c_{i0} + \Delta c_i \qquad (3.4)$$

Eine Bestimmung der Beiwerte und Derivative ist auf experimentellem Weg ebenso wie mit CFD-Simulationen umsetzbar. Als nur ein zu nennendes Beispiel für Ersteres erläutert KIM [3.10] eine Vorgehensweise, welche die Bestimmung der gesamtheitlichen Beiwerte aus genormten Manöverfahrten in Feldversuchen von Schiffe ermöglichen soll. Grundsätzlich bergen aber beide Wege individuelle Möglichkeiten und Einschränkungen. Hierbei erweisen sich jedoch Drehgeschwindigkeiten um die körperfesten Achsen mit p, q und r sowie die Anströmungsänderungen $\dot{\alpha}$ bzw. $\dot{\beta}$ generell als problematisch. Während für Erstgenanntes auf Seiten der Simulationen transiente, sehr rechenintensive Berechnungen durchzuführen sind, müssen in Experimenten besondere Bedingungen zur Erfassung verwertbarer Daten berücksichtigt werden (u.a. Versperrungsgrad, Randeffekte). Deshalb wird eine Minimierung von Drehbewegungen bevorzugt, um diesbezüglich nahe am Arbeitspunkt zu bleiben.

Anhand nachfolgender Fallbeispiele sollen die Herausforderungen verdeutlichen werden, die Regelungskonzepte bewältigen müssen, um den gewollten Betriebszustand zu halten. Ziel ist es, das Kriterium eines „*kleinen Betrags*“ einzugrenzen. Gleichzeitig wird vorgeführt, weswegen nicht nur das Wissen über den aktuellen Betriebszustand so bedeutend ist, sondern weshalb eine umfassende Bestimmung der Beiwerte ratsam ist.

3.3.1. Fallbeispiel ROV: Variation der Bahnorientierung

Im Rahmen des Verbundprojektes „*System-Plattform für modulare, ferngesteuerte Unterwasserfahrzeuge*“¹ wurde als typischer Vertreter eines „*observation class*“-ROVs ein „*BlueROV heavy*“ der Firma Blue Robotics untersucht (Abb. 3.2a). Zur Erfassung der resultierenden Kräfte und Momente bei unterschiedlichen Strömungsbedingungen wurde dieses an der Universität Rostock im Niedergeschwindigkeitswindkanal nach Göttinger Bauart in der offenen Messstrecke auf einer 6-Komponenten-Waage montiert (Abb. 3.2b). Die verwendeten Kraftmessdosen wurden für die zu erwartenden Resultate ausgewählt, um deren Messbereich weitgehend auszureizen. Um das Entstehen einer Messung verfälschenden Kármánschen Wirbelstraße am Modellhalter zu unterdrücken, wurde dieser berührungslos durch ein geeignetes Tragflügelprofil verkleidet.

¹Projektförderer: Bundesministerium für Bildung und Forschung, Förderkennzeichen: 03VNE2075C, Laufzeit: 16.04.18 - 15.10.2020

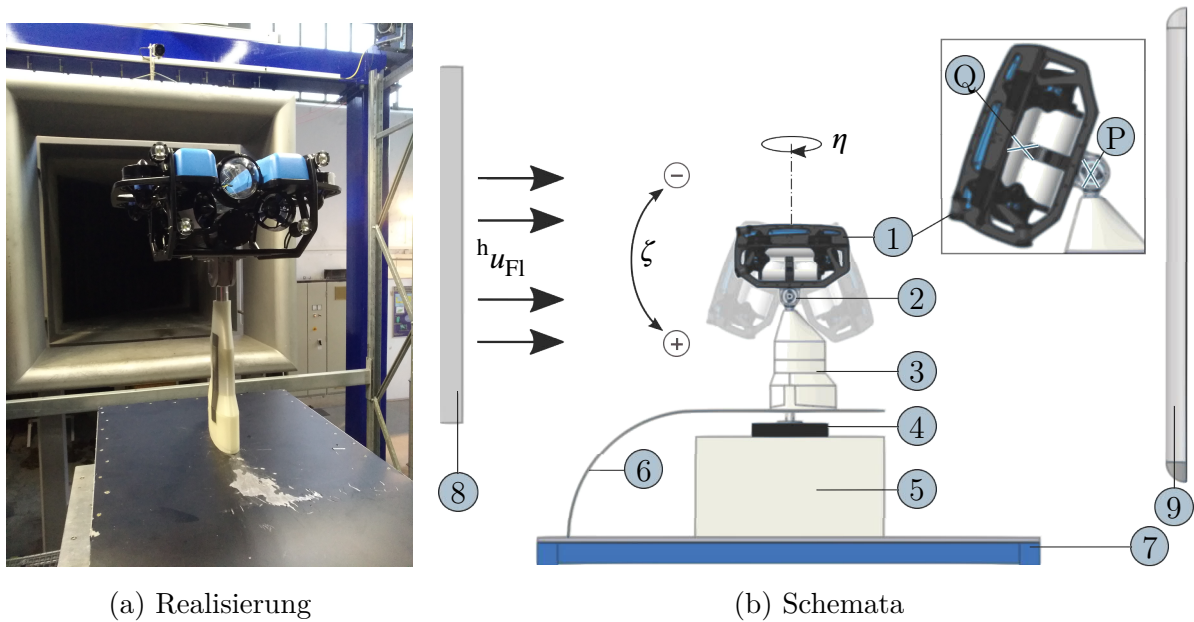


Abbildung 3.2.: Experimentaler Aufbau (a) im Windkanal und mit schematischer Darstellung in (b) von 1. ROV, 2. Nickgelenk, 3. Verkleidung der Modellhalterung, 4. Drehteller mit Drehachse, 5. verkleidete 6-Komponenten-Waage, 6. Messabdeckung, 7. Traggestell, 8. Düse und 9. Auffänger sowie Referenzpunkte P und Q bei ζ_{\max} in vergrößertem Ausschnitt

Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit von den an Luft durchgeführten Experimenten mit den unter Wasser stattfindenden Einsätzen, wurde auf die Einhaltung einer gleichen Reynolds-Zahl Re (Gl. (3.5)) geachtet. Für die gewählten Geschwindigkeiten von 1 kn bis 2 kn in den Experimenten wurden die technischen Spezifikationen des ROVs durch BLUE ROBOTICS [3.11] herangezogen. Als Ähnlichkeitskennzahl drückt Re das Verhältnis von konvektiven Trägheits- zu Zähigkeitskräften aus und bezieht sich neben der dynamischen Fluidviskosität μ_{Fl} auf eine nominelle Geschwindigkeit V_{M0} sowie auf eine charakteristische Körperabmessung l_{Rb} . Laut CLAUSS ET AL. [3.12] ermöglicht sie trotz unterschiedlicher Einsatzmedien die physikalische Vergleichbarkeit zwischen kleinmaßstäblichen Modell- und Realversuchen in Originalgröße. Re

$$Re = \frac{\rho_{Fl} V_{M0} l_{Rb}}{\mu_{Fl}} \quad (3.5)$$

Es ist darauf hinzuweisen, dass Neigungs- (ζ) und Drehwinkel (η) aus Abb. 3.2b nicht identisch mit den eingeführten Anstell- und Schiebewinkeln sind. Das ist konstruktionsbedingt dem Versuchsaufbau und -ablauf geschuldet, wo die Drehungen um Ausgangsachsen erfolgen. Diese extrinsische Rotation unterscheidet sich von der in Abschnitt 2.5.2

mit Abb. 2.7 (Seite 41) vorgestellten Definition für α und β um die mitgedrehten Achsen. Es wird an dieser Stelle darauf verzichtet, detailliert die notwendige Auswertungsroutine zur Umrechnung vorzustellen. Stattdessen ist diesbezüglich auf MIEHTE & OTTO [3.13] verwiesen. Vor diesem Hintergrund können die verschiedenen Experimentalparameter:

- $[V_M] = \{V_M \in \mathbb{R} \mid 6,10 \leq V_M \leq 12,20\}$ in m s^{-1} (als Windgeschwindigkeit),
- $[\zeta] = \{\zeta \in \mathbb{R} \mid -70 \leq \zeta \leq 70, \exists k \in \mathbb{N} : \zeta = 2,5 k\}$ in $^\circ$,
- $[\eta] = \{\eta \in \mathbb{R} \mid 0 \leq \eta \leq 360, \exists k \in \mathbb{N} : \eta = 5 k\}$ in $^\circ$

sowie die äquivalenten Realgrößen aufgelistet werden²:

- $[V_M] = \{V_M \in \mathbb{R} \mid 1 \leq V_M \leq 2\}$ in kn (als Fahrtgeschwindigkeit),
- $[\alpha] = \{\alpha \in \mathbb{R} \mid -180 < \alpha \leq 180, \alpha \notin \mathbb{K}_\alpha\}$ in $^\circ$ und
- $[\beta] = \{\beta \in \mathbb{R} \mid -90 \leq \beta \leq 90, \beta \notin \mathbb{K}_\beta\}$ in $^\circ$.

Die experimentellen Messwerte beziehen sich zunächst auf den Punkt P , in welchem sich die Achsen von Modellhalter und Nickgelenk schneiden. Da sich dieser unterhalb des Kiels bzw. außerhalb des Messobjekts befindet (Abb. 3.2b), ist eine Transformation der Belastungen gemäß Gl. (3.6) vorzunehmen, wozu sich der technischen Mechanik und den Ausführungen von FOSSEN [3.14] bedient wird. Als beliebiger Bezugspunkt Q wurde der geometrische Mittelpunkt gewählt. Einerseits bietet er den Vorteil einer Unabhängigkeit vom eventuell veränderlichen Massenschwerpunkt \vec{r}_{CG} aufgrund bspw. eines Instrumentenwechsels. Andererseits bedeutet es mathematisch in Gl. (2.15) durch \mathbf{M}_{Rb} die Mitnahme vieler Terme, die nicht zu Null werden. Weil jedoch von einem beliebig geformten Körper ausgegangen wird, der über keine vereinfachenden Symmetrien verfügt, ist Letzteres durch \mathbf{M}_{Fl} (vgl. Abschnitte A.2 und 3.4) von vornherein gegeben.

$${}^b\tau_k(\vec{r}_Q) = {}^b\tau_i(\vec{r}_P) + \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ {}^b\vec{r}_{QP} \times {}^b\vec{F}_i \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Zunächst sollen die transformierten Ergebnisse exemplarisch für den Beiwert c_{res} der resultierenden Kraft dargestellt werden. Eine kompakte Repräsentation hinsichtlich der Variation von α und β ermöglicht das Kugeldiagramm in Abb. 3.3a. Zu erkennen ist eine inhomogene Verteilung von c_{res} für die richtungsabhängige Anströmung. Vergleichbares

²Eine Beschreibung der Schnittmengen \mathbb{K}_α und \mathbb{K}_β erfolgt durch $\mathbb{K}_\alpha = \{X \in \mathbb{R} \mid \overline{M_{\alpha i} X} \leq 20^\circ\}$ sowie $\mathbb{K}_\beta = \{X \in \mathbb{R} \mid \overline{M_{\beta i} X} \leq 20^\circ\}$ um die jeweiligen Mittelpunkte $M_{\alpha 1,2}(\alpha = 0^\circ, \beta = \pm 90^\circ)$ und $M_{\beta 1,2}(\beta = 0^\circ, \alpha = \pm 90^\circ)$ (vgl. Abb. 3.4a).

lässt sich über ${}^b c_X$ als Koeffizient der Longitudinalkraft in Abb. 3.3b sagen. Auffällig ist dabei vor allem der Vorzeichenwechsel und das somit scheinbare Ausbleiben eines Einflusses, sofern die Anströmung direkt von der Seite ($|\beta| = 90^\circ$) wirkt. Dies hat aber keineswegs mit der Formgestaltung zu tun. Stattdessen beweist Abb. 3.3a, dass die beiden verbliebenen Vektorkomponenten an Intensität gewinnen müssen und die Interpretation von Abb. 3.3b allein auf die Betrachtung c_X in CS_b zurückzuführen ist. Zum Vergleich findet sich mit Abb. B.1a (Seite 160) eine Darstellung des Koeffizienten der Widerstandskraft c_D ausgedrückt in CS_h . Eine Unterscheidung der verschiedenen Minima und Maxima ist hingegen nur für Abb. 3.3a aufgrund der Perspektive deutlich auszumachen. Deshalb bieten Abb. B.1b und B.2 alternative Darstellungen, in denen die einzelnen Koeffizienten in Abhängigkeit der experimentellen Dreh- und Neigungswinkel aufgetragen sind.

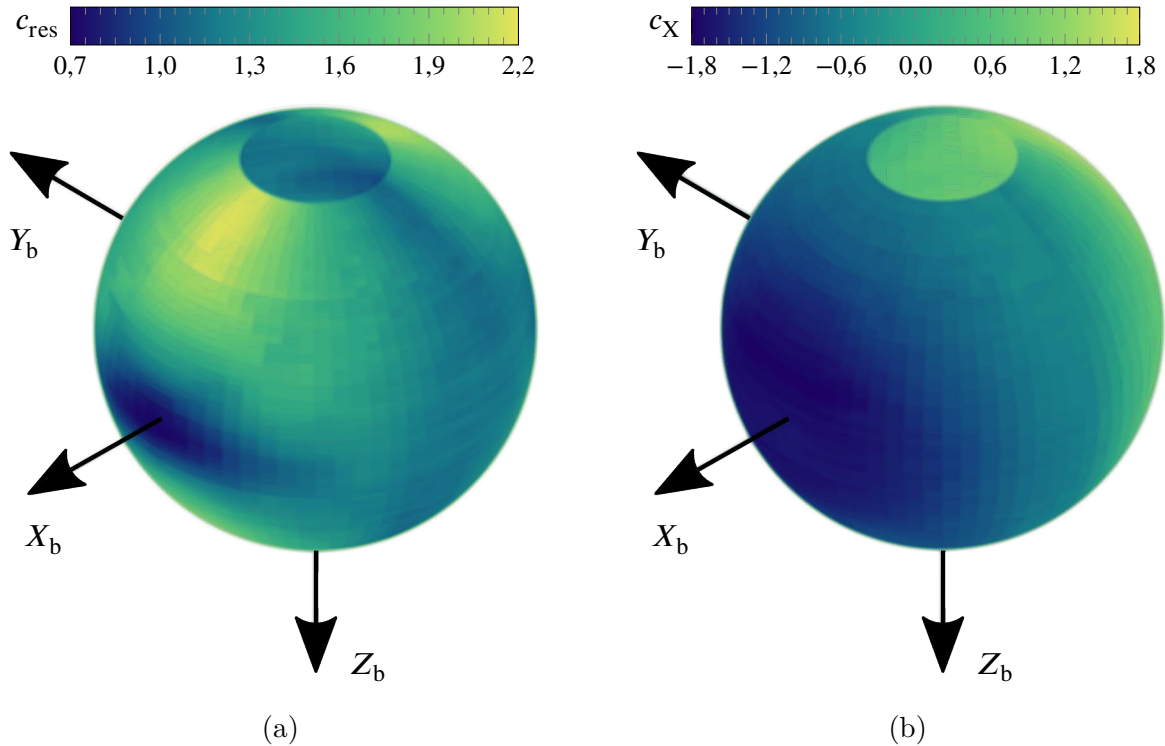
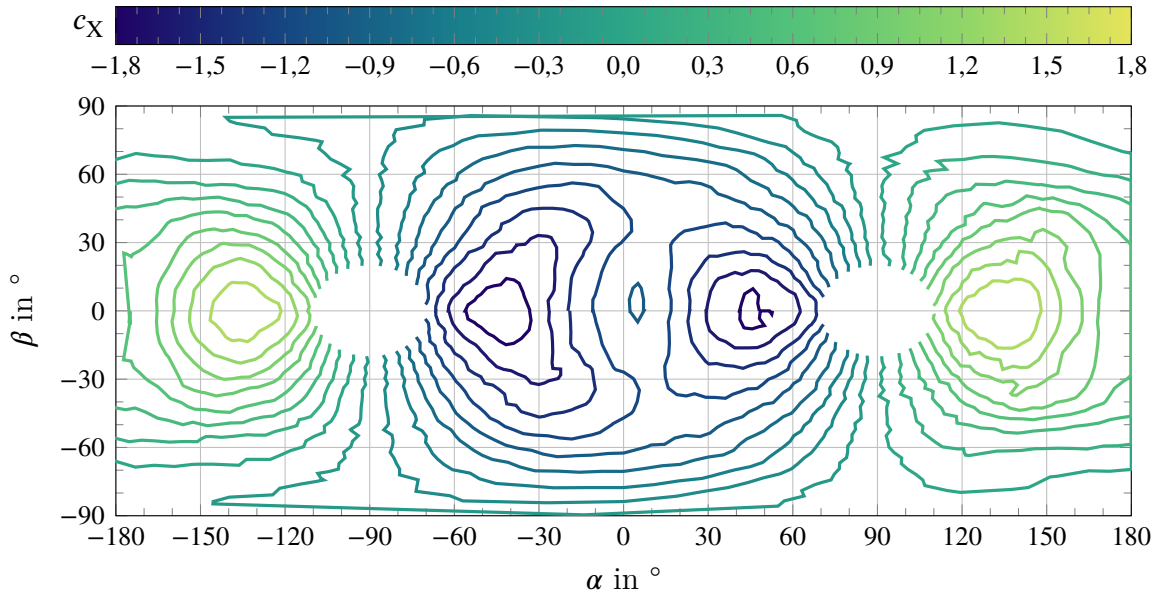


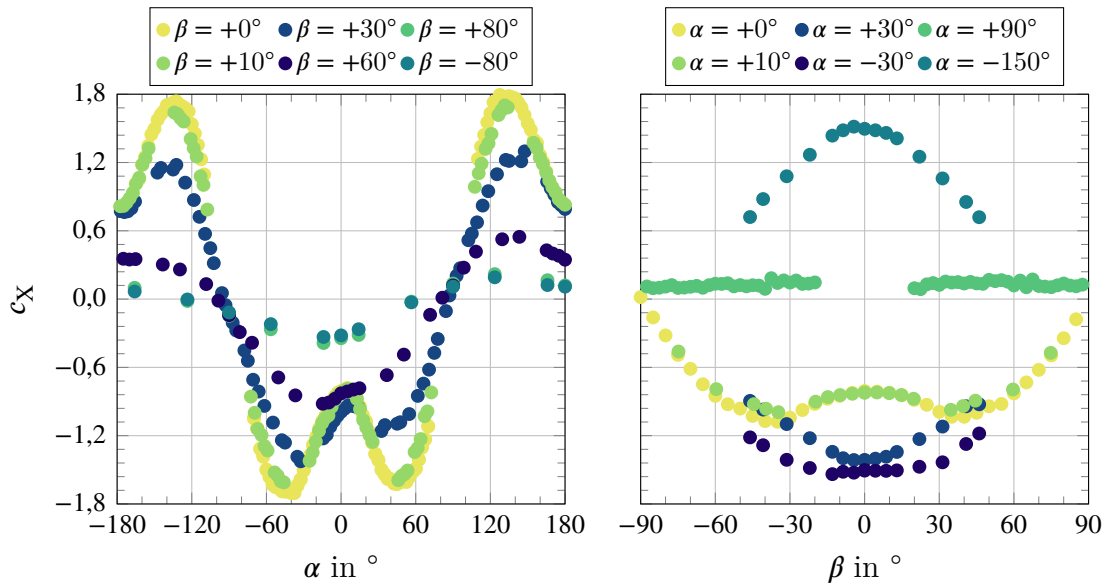
Abbildung 3.3.: Kraftverteilung am „BlueROV“ für $V_M = 2 \text{ kn}$ dargestellt über die Beiwerte von (a) resultierender Kraft und (b) Longitudinalkraft in CS_b

Eine weitere Erkenntnis kann jedoch unmittelbar für das Antriebssystem aus Abb. 3.3 gewonnen werden. Die Vorzugsrichtung eines UUVs entlang X_b kann nicht die alleinige Grundlage für die Auslegung der Propeller während des Entwurfsprozesses sein. Insbesondere mit dem Anspruch einer 6 DOF-Bewegung oder bei einem Halten der Position ist

darauf zu achten, dass wesentlich mehr Leistung zur Überwindung äußerer Einflüsse als bei einer Frontalanströmung zu erbringen sein wird. Dieser Umstand ist konsequenterweise ebenso in einer angemessenen Regelung einzubinden. Hinsichtlich der Diskussion von Beiwerten und ihren Derivativen eignet sich Abb. 3.3 aber nur bedingt.



(a) richtungsabhängige Beiwertsverteilung



(b) konstante Schiebewinkel

(c) konstante Anstellwinkel

Abbildung 3.4.: Beiwert der Longitudinalkraft c_x ausgedrückt in CS_b in Abhängigkeit von Anstellwinkel α und Schiebewinkel β am Beispiel des „BlueROVs“

In Abb. 3.4a illustriert das Konturdiagramm eine nahezu reliefartige Verteilung der Beiwerte und lässt die Unterschiede einer Ableitung in Relation zur Suchrichtung erkennen. Dies wird anhand der darunter dargestellten Kurvendiagramme bestätigt. In ihnen werden jeweils sechs Ergebnisreihen veranschaulicht, um den Lesern die Wahl des Basiszustandes und damit die Bedeutung von c_{j0} vorzuführen. Eine Abweichung von 10° führt in beiden Diagrammen, im Vergleich zum Ausgangszustand von 0° , noch zu geringfügigen Änderungen. Anders verhält es sich mit den Abweichungen von $\beta = 30^\circ$ und 60° (Abb. 3.4b) sowie $\alpha = \pm 30^\circ$ (Abb. 3.4c). Beim Erstgenannten reduziert sich der Beiwert betragsmäßig für die entsprechenden Schiebewinkel, während er sich für eine Variation der Anstellwinkel vergrößert. Im Falle von Abb. 3.4b wird darüber hinaus die grundsätzliche Kurvencharakteristik beibehalten, obwohl für $\beta = 60^\circ$ bereits die ursprünglichen zwei lokalen Minima bei $\alpha \approx \pm 40^\circ$ kaum noch identifizierbar sind.

Im deutlichen Kontrast dazu stehen die Verläufe auf Seiten von Abb. 3.4c. Hier weisen bereits die zu $\alpha = \pm 30^\circ$ zugehörigen Graphen keine Extrema mehr auf, welche zuvor bei $\beta \approx \pm 30^\circ$ auffindbar waren. Stattdessen präsentieren sie sich vielmehr in Form von nach oben geöffneten Parabeln. Darin reiht sich gleichermaßen der Verlauf von $\alpha = -150^\circ$ ein, der stellvertretend für eine Rückwärtsfahrt verstanden werden darf. Wie zuvor schon diskutiert, ändert sich das Vorzeichen aufgrund der Definition von \vec{F}_D , die immer in Anströmrichtung und hier ebenfalls als vorherrschende Komponente auftritt. Auf Ersteres ist außerdem das fast vollständige Wegfallen eines Einflusses für $\alpha = +90^\circ$ zurückzuführen. Jede dieser Eigenschaften besitzt Auswirkungen, welche eine anspruchsvolle Regelung berücksichtigen sollte.

Abseits der erwähnten Merkmale bestätigen beide Diagramme zudem die alleinige Körpersymmetrie gegenüber der X_b - Z_b -Ebene. Dies ist einerseits an den Graphen für $\beta = \pm 80^\circ$ zu erkennen, da sie nahezu deckungsgleich sind. Andererseits demonstrieren sie eine fehlende Symmetrie entlang der Abszissenachsen, was insbesondere für $\beta = +60^\circ$ hervorsticht und durch die Verläufe für $\alpha = \pm 30^\circ$ bekräftigt wird.

3.3.2. Fallbeispiel ROTV: Variation der Stellgrößen

Im Forschungsprojekt „*Entwicklung eines steuerbaren Unterwasserschleppkörpers*“³ wurde ein ROTV (Abb. 3.5a) entwickelt, das während seiner Schleppfahrt aktiv Einfluss

³Projektförderer: Landesministerium für Wirtschaft, Arbeit und Gesundheit Mecklenburg-Vorpommern, Förderkennzeichen: TBI-V-1-073-VBW-026, Laufzeit: 15.01.16 - 15.04.2018

auf die Bahnverfolgung nehmen kann. Damit ist es in der Lage, den in der Planung berücksichtigten Hindernissen eigenständig auszuweichen. Dazu setzt es flexibel verstellbare Steuereinrichtungen ein, welche in ihrer Ausgangsstellung (Abb. 3.5b) den Querschnitt eines symmetrischen NACA-Profiles besitzen. Dieses ist in Abb. 3.6a in seiner Kontur abgebildet. Beide Steuereinrichtungen bzw. Ruder können derweil durch hydraulischen Aufwand richtungsabhängig gewölbt werden und erzeugen dadurch eine zugehörige Auftriebskraft. Sie wiederum leitet Kursänderungen ein. Die Wölbung eines Ruders wird hier vereinfacht durch den geometrischen Winkel ξ repräsentiert, welcher gemäß (Abb. 3.6a) definiert und dessen untersuchten Variationen am Beispiel der Steuerbordseite in Abb. 3.6b bis 3.6i veranschaulicht sind.

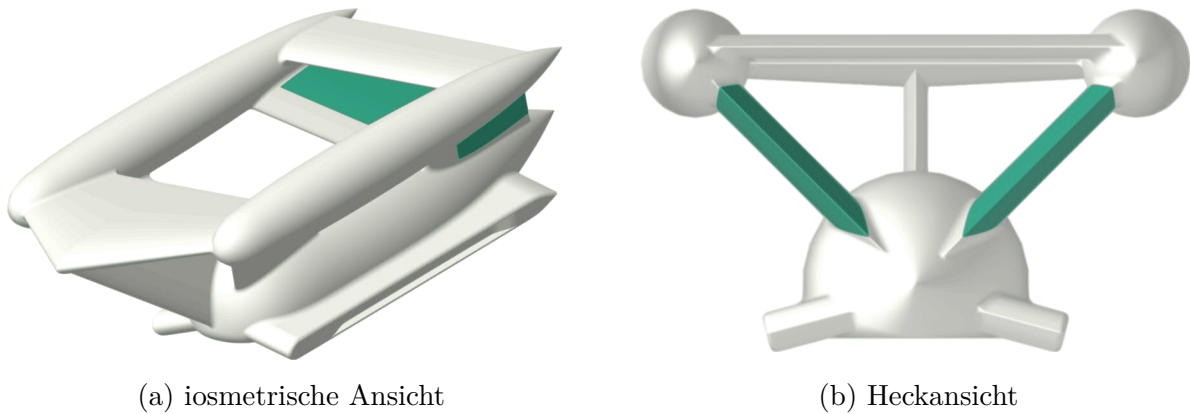


Abbildung 3.5.: Darstellung des untersuchten ROTVs in verschiedenen Perspektiven bei neutraler Ausgangsstellung der in Grün hervorgehobenen Ruder (back- und steuerbordseitig jeweils $\xi = 0^\circ$)

Im Gegensatz zu ROVs besitzen ROTVs eine Vorzugsrichtung, weshalb sich bei der Beschreibung ihrer Beiwerte auf einen engeren Arbeitsbereich konzentriert werden darf. Die Herausforderung liegt stattdessen, zumindest im konkreten Fall, in den zu berücksichtigenden Effekten beim Verstellen der Ruder. Infolge ihres diagonalen Einbaus (vgl. Abb. 3.5b) tragen sie immer einen Anteil zur Längs- und Seitenbewegung bei, weil die an ihnen entstehenden Kräfte jederzeit Komponenten in CS_b besitzen. Konsequenterweise trifft für alle Beiwerte die Beziehung $c_i = f(V_M, \alpha, \beta, \xi)$ zu. Diesbezüglich können die als Stellgrößen zu verstehenden und gleichfalls vorgesehenen Betriebsgrenzen durch

- $[V_M] = \{V_M \in \mathbb{R} \mid 2 \leq V_M \leq 10\}$ in kn
- $[\xi] = \{\xi \in \mathbb{Z} \mid -12 \leq \xi \leq 12, \exists k \in \mathbb{N} : \xi = 3k\}$ in $^\circ$ (auf Steuer- & Backbordseite)
- $[\alpha] = \{\alpha \in \mathbb{Z} \mid -9 \leq \alpha \leq 9, \exists k \in \mathbb{N} : \alpha = 3k\}$ in $^\circ$

- $[\beta] = \{\beta \in \mathbb{Z} \mid -9 \leq \beta \leq 9, \exists k \in \mathbb{N} : \beta = 3k\} \text{ in } ^\circ$

zusammengefasst werden. Für den stationären Arbeitspunkt wurde beim realen Einsatz darüber hinaus $\alpha = \beta = 0^\circ$ als Zielstellung ausgegebenen.

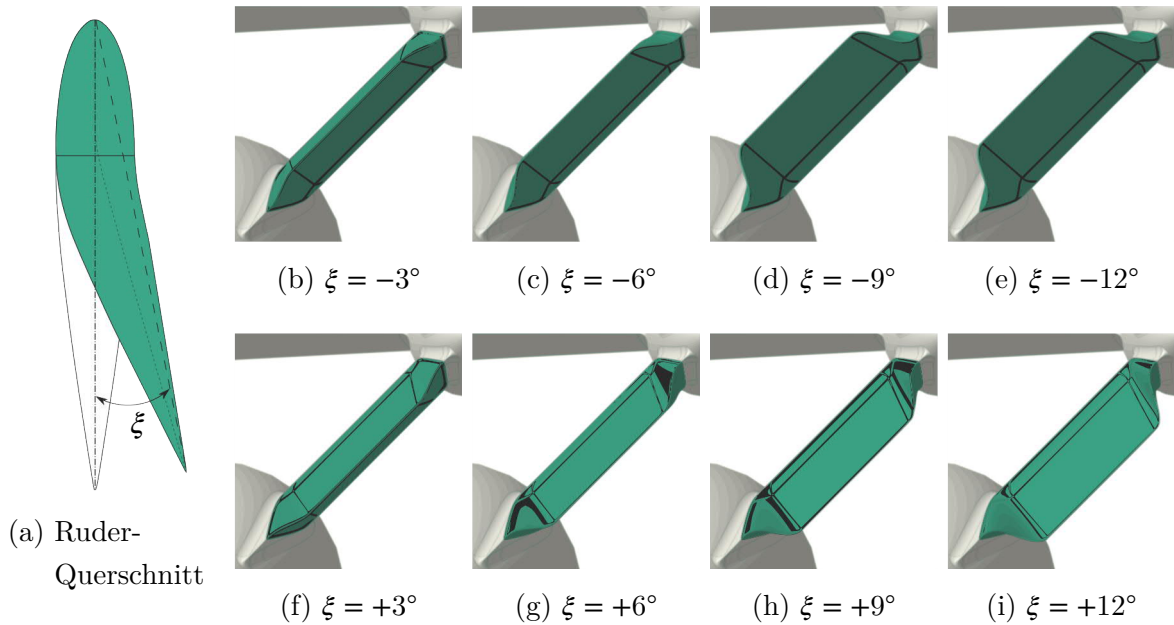


Abbildung 3.6.: Definition des geometrischen Winkels ξ eines gewölbten Ruders (in Grün) durch (a) sowie vergrößerte Darstellung der untersuchten Ruderstellungen auf Steuerbordseite in (b) bis (i)

Die vorangegangene Auflistung lässt erahnen, dass eine Vielzahl an Kombinationsmöglichkeiten zu untersuchen wäre. Der ingenieurwissenschaftliche Anspruch ist jedoch eine Konzentration auf die Notwendigen und eine Approximation der Übrigen. Letztgenanntes wird durch die Überlagerung der bekannten Abhängigkeiten gegenüber den Stellgrößen im Sinne von Gl. (3.4) unternommen. Um die Güte dieses Vorgehens und das notwendige, kritische Auseinandersetzen damit herauszuarbeiten, werden CFD-Simulationen als Daten- und Bewertungsgrundlage zum vorgestellten ROTV herangezogen. Sie stehen durch die Projektbearbeitung dem Lehrstuhl Meerestechnik zur Verfügung und wurden durch zu Abschnitt 3.3.1 vergleichbare Experimente validiert.

Die aus den Daten gewonnenen Ergebnisse, bspw. in Abb. 3.7 für zwei Konfigurationen visualisiert, liegen im strömungsfesten Koordinatensystem CS_h vor⁴. Auf eine Transformation nach CS_b wird verzichtet, um die definitionsbedingte Änderung der Kräfte zu

⁴Abb. B.5 (Seite 163) bietet eine gemeinschaftliche Darstellung des Widerstandsbeiwertes für alle relevanten Extremkonfigurationen.

vermeiden. Der Einfachheit halber werden für die Diskussion der Resultate nur jene einbezogen, welche für die Maximalgeschwindigkeit ermittelt worden sind. Weiterhin ist die Symmetrie gegenüber der X_b - Z_b -Ebene des Geräteträgers nutzbar.

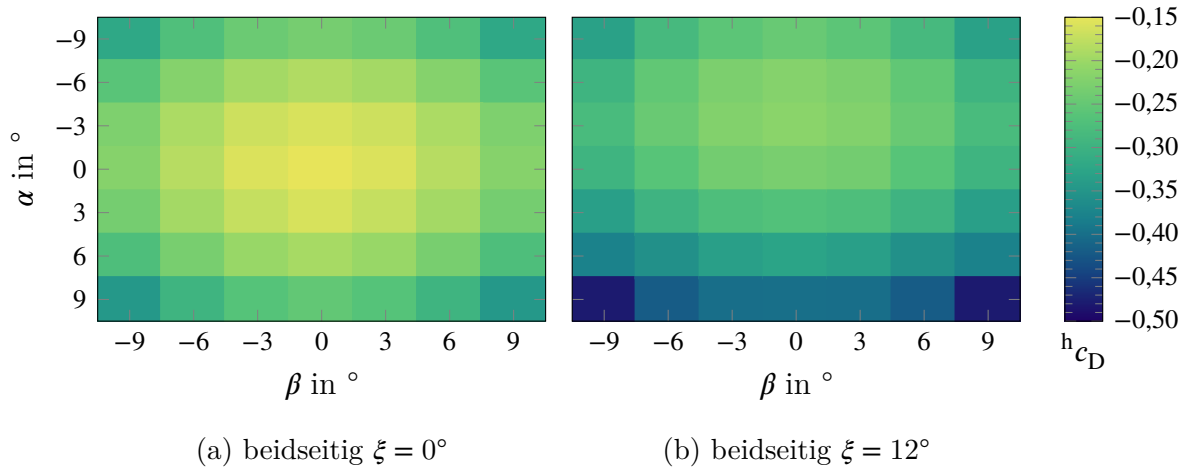


Abbildung 3.7.: Widerstandsbeiwerte des ROTVs für zwei Extremkonfigurationen in Abhängigkeit der Strömungsrichtung

Erkennbar ist in Abb. 3.7a zunächst das bereits aus Abb. 3.3 bekannte Eintreten eines lokalen Minimums des Widerstands bei frontaler Anströmung ($\alpha = \beta = 0^\circ$). Im Vergleich hierzu ist mit Abb. 3.7b nicht nur ein genereller Anstieg der Last festzustellen, sondern ein verstärkter insbesondere bei positiven Anstellwinkeln. Es liegt die Vermutung nahe, dass die Strömung hierbei zunächst an den das Seitensonar beherbergenden Kufen einen Abriss erfährt und verwirbelt auf die Ruderflächen trifft. Diese stellen, jetzt als nicht symmetrische Tragflügelprofile wirkend, ein Hindernis dar, wodurch das Fluid erneut lokal beschleunigt wird. Die verbundene Erhöhung des Oberflächendruckes resultiert letztlich in einem Anstieg des Widerstands. Im Gegensatz dazu treten für $\alpha < 0^\circ$ und bei größer werdenden Schiebewinkel nahezu gleiche Kräfte für beide Konfigurationen auf. Hier ermöglichen die oberen, zigarrenförmigen Auftriebskörpern im Zusammenspiel mit Bugversteifung und Höhenleitwerk ein längeres Anliegen der Strömung am ROTV oder zu mindestens deren besseres Hinleiten zu den Rudergeometrien.

In Übereinstimmung mit den beschriebenen Vereinfachungen veranschaulicht Abb. 3.8 die Abhängigkeiten des Widerstandsbeiwerts gegenüber den Stellgrößen, sofern die Übrigen unverändert bleiben. Dabei wird nur das Ruder einer Seite im Detail untersucht. Die offensichtliche Diskrepanz in Abb. 3.8c zwischen dem Beiwert für $\xi = 0^\circ$ gegenüber denen bei $\xi \neq 0^\circ$ wird auf die Vernetzung der jeweiligen CFD-Simulationen zurückgeführt. Während für Abb. 3.8a und 3.8b immer ein identisches Netz genutzt werden konnte, war

das für die Ruderwinkelvariation aufgrund der notwendigen Geometrieänderung nicht möglich. Die dadurch auftretenden, numerischen Ungenauigkeiten haben letztlich das dargestellte Ergebnis zur Folge⁵.

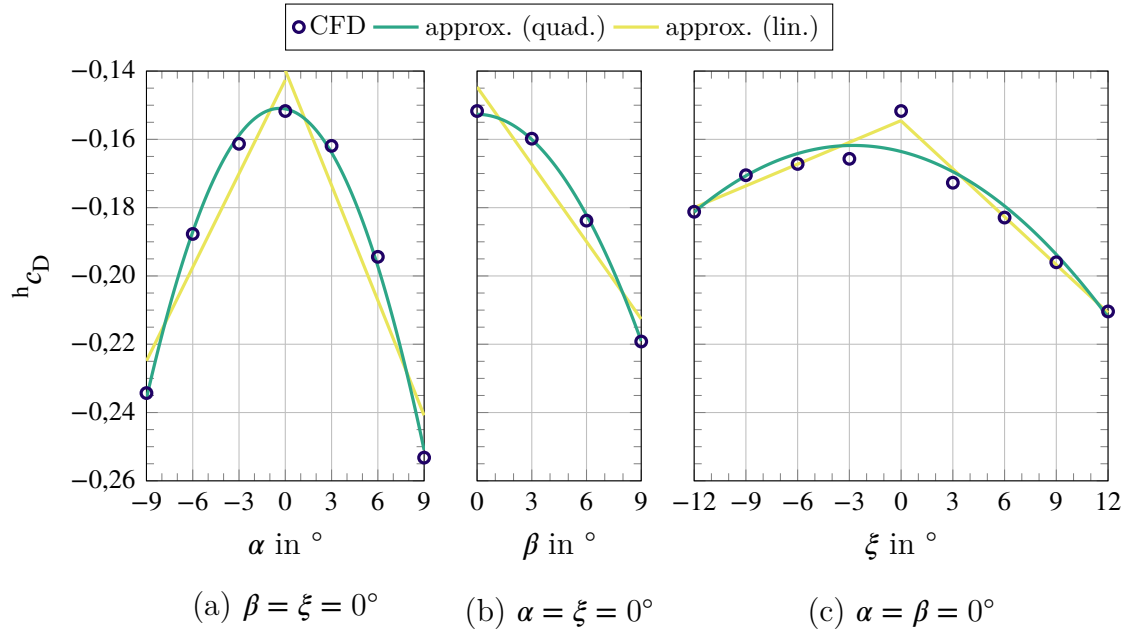


Abbildung 3.8.: Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts gegenüber verschiedenen Parametern sowie dafür unternommene Approximationen

Abgesehen von den punktuellen CFD-Ergebnissen sind darüber hinaus Näherungsfunktionen von linearen und quadratischen Polynomen dargestellt. Sie wurden mit Hilfe der „*curve fitting toolbox*“ von *MATLAB* ermittelt und bilden die Ausgangspunkte, um die einzelnen Derivative zu berechnen. Es sei angemerkt, dass die linearen Funktionsverläufe für Abb. 3.8a und 3.8c jeweils als ein Paar auftreten, deren Definitionsbereiche auf negative bzw. positive Zahlen beschränkt sind. Informationen zu den Koeffizienten sowie zu weiteren Statistiken sind Abschnitt B.2 zu entnehmen. Ohne Zweifel ist aber für alle Graphen die Behauptung berechtigt, dass das Polynom 2. Grades erwartungsgemäß die dargestellten CFD-Resultate besser abbildet als die des 1. Grades. Ob diese Eignung genauso zu trifft, sofern die weiteren Stellgrößen ebenfalls nur um einen kleinen Betrag variieren, soll mit Hilfe der relativen Abweichung ϵ nach Gl. (3.7) bewertet werden.

$$\epsilon(c_i) = \frac{c_{i,\text{CFD}} - c_{i,\text{approx}}}{c_{i,\text{CFD}}} \quad (3.7)$$

⁵Es ist auf die Skalierung der Ordinatenachse zu achten, so dass nur eine Abweichung von 0,02 gegenüber dem vermeintlich erwarteten Beiwert von $h_{c_D} \approx -0,17$ in Abb. 3.8c festzustellen ist.

Zuerst wird anhand von Abb. 3.9 die Approximation mittels der linearen Funktionen untersucht. Dabei ist die ungleichmäßige, teilweise sprunghafte Änderung für beide Konfigurationen festzustellen. In direkter Gegenüberstellung werden jedoch die geringeren Abweichungen auf Seiten der Nullstellung erzielt (Abb. 3.9a). Bei außen liegenden Rudern (Abb. 3.9b) erzeugen die gewöhnlich als ausreichend klein verstandenen Änderungen von α und β bereits deutlich größere Abweichungen, insbesondere für $\alpha = 9^\circ$. Es ist kritisch zu hinterfragen, ob damit verbundene Widerstandskräfte noch als realistisch anzusehen sind. Als vermeintliche Ursache sind die nicht durch die Näherung abgebildeten Wechselwirkungen und Interferenzen infolge der Umströmung zu benennen. Im direkten Vergleich zeigt sich in Abb. 3.10b beim quadratischen Ansatz insgesamt eine homogenere Verteilung von ϵ . Ebenso ist aber ein grundsätzlicher Anstieg gegenüber der linearen Approximationen zu verzeichnen, wenn $|\alpha|, |\beta| > 3^\circ$ gilt.

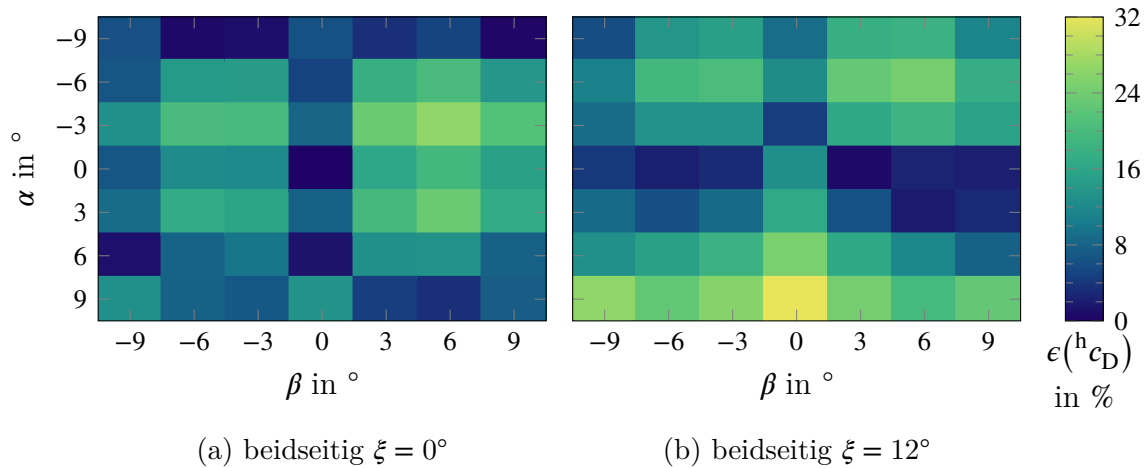


Abbildung 3.9.: Abweichungen der linearen Approximationen des Widerstandsbeiwertes für zwei Ruderstellungen gegenüber den CFD-Ergebnissen

Ein vergleichbares Bild ergibt sich bei der beidseitigen Ruderstellung mit $\xi = 12^\circ$ (Abb. 3.11). Auffällig sind zunächst für den quadratischen Ansatz die äußerst großen, einseitigen Abweichungen bei negativen Anstellwinkeln in Abb. 3.11b. Vorteilhafter sind hingegen die vergleichsweise ausgedehnten Bereiche geringer Abweichungen bei $\alpha > 0^\circ$. Interessanterweise treten diese im Falle des linearen Ansatzes (Abb. 3.11a) vermehrt für $\beta \geq \pm 3^\circ$ wenn $\alpha = 0^\circ$ auf. Erfolgt jedoch eine Bewertung allein ausgehend vom angestrebten Arbeitspunkt, ist der quadratische Ansatz vorzuziehen, welcher die unvermeidbaren Wechselwirkungen auf der Kielseite des Körpers besser approximiert. Überraschend ist hingegen, dass dies nicht ebenfalls für die Auswirkungen der oberen, für die Strömung günstigeren Strukturen zutrifft. Deren Einfluss sollte wenigstens theoretisch durch die

Derivative von α und β berücksichtigt werden.

Insgesamt bestätigt sich die Vorgehensweise, dass eine quadratische Approximation bzw. eine Überlagerung der Einzeleinflüsse die auftretenden Lasten in vertretbarer Näherung wiedergeben kann. Allerdings ist diese Aussage, basierend auf den vorgestellten Ergebnissen, nur in einem deutlich engen Definitionsbereich der Parameter gültig. Ein linearer Ansatz sollte deswegen nicht von vornherein ausgeschlagen werden, sondern ist als ernst zunehmende Alternative zu betrachten.

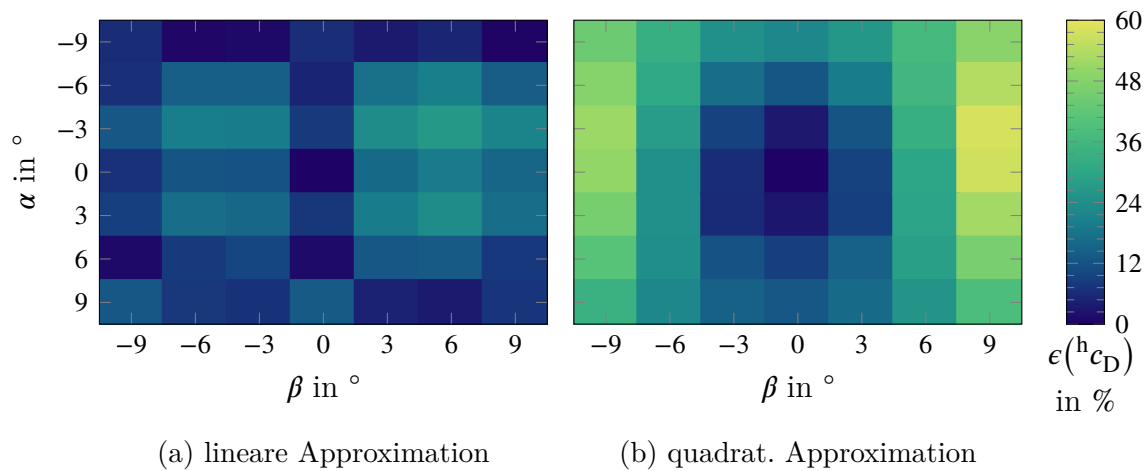


Abbildung 3.10.: Abweichungen der linearen und quadratischen Approximationen des Widerstandsbeiwertes für eine Ruderstellung (beidseitig $\xi = 0^\circ$) gegenüber den CFD-Ergebnissen

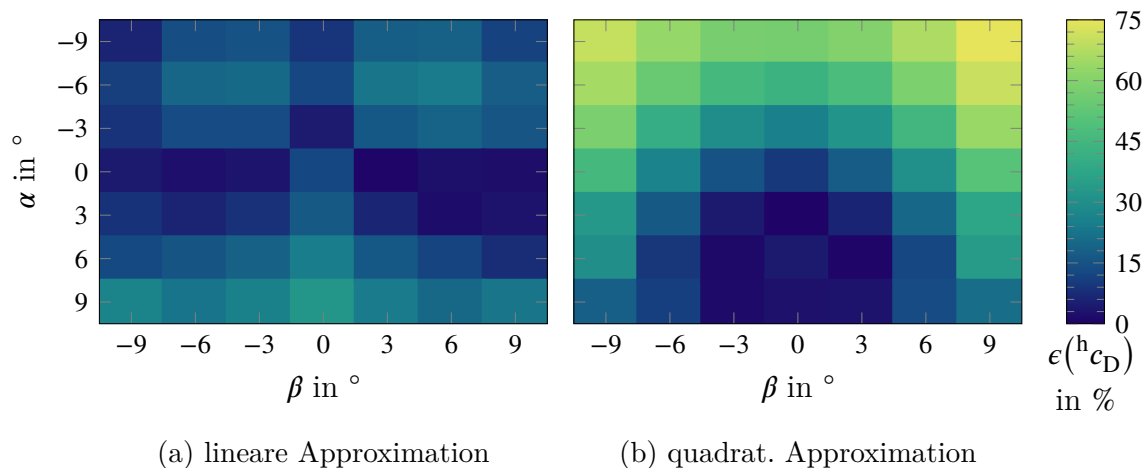


Abbildung 3.11.: Abweichungen der linearen und quadratischen Approximationen des Widerstandsbeiwertes für eine Ruderstellung (beidseitig $\xi = 12^\circ$) gegenüber den CFD-Ergebnissen

Zur Vollständigkeit ist ein auf Basis der quadratischen Polynome durchgeführter Vergleich beider Konfigurationen in Abschnitt B.2 abgebildet. Ebenfalls dort zu finden ist die gleichzeitige Visualisierung aller vier Kombinationen in gemeinschaftlicher Skalierung.

3.4. Hydrodynamische Trägheiten

Die in Abschnitt 2.5.2 vorgestellte fluiddynamische Trägheitsmatrix \mathbf{M}_{Fl} fasst jene Ausdrücke a_{jk} zusammen, die als kinetisches Äquivalent einer Fluidmasse m_{Fl} in die Bewegungsrichtung j bei einer Beschleunigung in k zu verstehen sind. Diese konzeptionellen, hydrodynamischen Massen⁶ können dabei auf ein grundlegendes Prinzip der klassischen Physik zurückgeführt werden: kein Körper wird gleichzeitig dort existieren, wo sich bereits ein zweiter befindet. Für einen vollständig oder nur teilweise eingetauchten Körper hat dies zur Folge, dass das umgebende Fluidvolumen aus dessen Ruhelage heraus lokal beschleunigt wird. Es treffen dann die gleichen Ausführungen zu, wie sie in Abschnitt 2.3 beschrieben wurden. Eine Interpretation dieses Umstandes erlaubt zusammen mit Gl. (2.20) die Aussage, dass der Körper aufgrund des Fluids träger agieren wird.

In seiner Darstellung zeigt KOROTKIN [3.15] eine Rückführung dieser Trägheit auf die kinetische Energie des Fluids E_{Fl} . Als alternativer Ausdruck zu Gl. (2.57) (Seite 40) ist daher in Anlehnung an SAGATUN & FOSSEN [3.16] unter Nutzung eines Geschwindigkeitspotentials Φ , den Geschwindigkeitskomponenten von \mathbf{q} und den zugehörigen Bewegungspotentialen $\phi_{j,k}$ sowie des in Abschnitt 2.5.3 eingeführten Normalenvektors \vec{n} Gl. (3.8) zu formulieren.

$$\begin{aligned}
 E_{\text{Fl}} &= \frac{1}{2} \mathbf{q}^T \underbrace{\begin{bmatrix} a_{11} & \cdots & a_{16} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{61} & \cdots & a_{66} \end{bmatrix}}_{\mathbf{M}_{\text{Fl}}} \mathbf{q} \\
 &= -\frac{1}{2} \rho_{\text{Fl}} \oint_{\mathbb{S}} \left(\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} \right) d\mathbb{S} \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 q_j q_k \left(-\rho_{\text{Fl}} \oint_{\mathbb{S}} \phi_j \frac{\partial \phi_k}{\partial \vec{n}} d\mathbb{S} \right) \tag{3.8}
 \end{aligned}$$

⁶Die englische Bezeichnung „added mass“ verzichtet auf die implizierte Assoziation zu Wasser als einzig zu berücksichtigendes Fluid und repräsentiert geeigneter die Signifikanz dieser Trägheitseigenschaft.

Es lässt sich durch einen Koeffizientenvergleich der verschiedenen Ausdrücke die Definition einer hydrodynamischen Masse nach Gl. (3.9) ausweisen. Sie wiederum erlaubt direkte Abhängigkeiten für a_{jk} zu benennen: die Fluidichte, eine beschreibende Potentialverteilung der Körperbegrenzung sowie deren Richtungsableitung. Mit bekannten Parametern erscheint die Berechnung von \mathbf{M}_{Fl} zunächst trivial. Und tatsächlich erlauben einschlägige Potentialströmungen wie Quellen, Senken, Dipole, Quell- und Wirbelschichten für eine überschaubare Anzahl an Geometrien die benötigte Angabe der Verteilung in \mathbb{R}^2 . Eine Erweiterung nach \mathbb{R}^3 reduziert die Anzahl der in Frage kommenden Formen bereits erheblich. Vor nahezu unüberwindbare Hindernisse wird der Suchende dann gestellt, wenn sich die Geometrie der Funktion unterordnet (z.B. ein UBC im Tiefseebergbau).

$$a_{jk} = -\rho_{\text{Fl}} \oint_{\mathbb{S}} \Phi_j \frac{\partial \Phi_k}{\partial \vec{n}} d\mathbb{S} \quad (3.9)$$

Um die Problemstellung für einen beliebig geformten Körper dennoch zu lösen, können lediglich die nachfolgenden Informationen für ein beliebiges Einzelpotential Φ als tatsächlich bekannt aufgelistet werden.

1. Φ erfüllt die Laplace-Gleichung im Gebiet \mathbb{E} des Fluids:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.10)$$

2. Φ kommt der Undurchlässigkeitsbedingung auf \mathbb{S} bei Ruhe oder in Bewegung nach:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} \right|_{\mathbb{S}} = 0 \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} \right|_{\mathbb{S}} = (\vec{v} + \vec{\omega} \times \vec{r}) \vec{n} \quad (3.11)$$

3. Φ und die Komponenten von \vec{v} klingen im Abstand $|\vec{r}_j|$ zu \mathbf{O}_b im unendlich ausgehenden Fluid ab:

$$\lim_{|\vec{r}| \rightarrow \infty} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \vec{r}_i} \right) = 0 \quad \text{für } i = 1, \dots, 3 \quad (3.12)$$

4. Φ genügt nach KORNEV [3.6] der kinematischen Randbedingung an einer freien Oberfläche des Fluids:

$$\frac{\partial \Phi^+}{\partial \vec{n}} = \frac{\partial \Phi^-}{\partial \vec{n}} \quad (3.13)$$

5. Φ hält gemäß CLAUSS ET AL. [3.12] die dynamische Randbedingung hinsichtlich des Drucks p an einer freien Oberfläche ein:

$$p^+ = p^- \quad (3.14)$$

Die beiden letzten Punkte berücksichtigen das Vorhandensein einer Strömungsgrenze und weisen darauf hin, dass normale Geschwindigkeitskomponente und Druck beim Übergang durch die freie Oberfläche stetig sind. Wie KORNEV [3.17] darauf hinweist, sind bei ihrer bekannten Lage alle genannten Bedingungen linear und dürfen überlagert werden. Abgesehen von der Laplace-Gleichung (Gl. (3.10)) und der Abklingbedingung (Gl. (3.12)) sind es mehrheitlich Informationen über zu beachtende Grenzen. Es wird daher die Suche nach den hydrodynamischen Massen als Randwertproblem (RWP) durch Gl. (3.15) formuliert und eine Methode zu dessen Lösung benötigt.

$$\text{RWP} = \begin{cases} \nabla^2 \Phi(\vec{r}) = 0 & \text{in } \mathbb{E} \\ \Phi(\vec{r}) = \Phi_j & \text{auf } \mathbb{S} \\ \frac{\partial \Phi_j}{\partial \vec{n}} = \mathbf{q}(\vec{r}) & \text{auf } \mathbb{S} \end{cases} \quad (3.15)$$

3.4.1. Einführung in die Methode der Randelemente

Die Laplace-Gleichung (Gl. (3.10)) ist mathematisch als partielle DGL zu identifizieren. Um geeignete Lösungen für derartige Problemstellungen zu erhalten, werden unter Kenntnis der Randbedingungen numerische Verfahren eingesetzt. Hierzu zählen im ingenieurwissenschaftlichen Bereich unter anderem die »*finite difference method*« (FDM), die »*finite element method*« (FEM) ebenso wie die »*finite volume method*« (FVM). Jede von ihnen bietet Vor- und Nachteile, welche GHASSEMI ET AL. [3.18] zufolge für den konkreten Anwendungsfall gegeneinander abgewägt werden müssen. Im Vorliegenden entsteht mit Blick auf die Auflistung bekannter Informationen jedoch die Erkenntnis, dass sich keines von ihnen unmittelbar anbietet. Stattdessen empfiehlt sich, wie in CHAKRABARTI [3.19] angesprochen, aufgrund von Gl. (3.15) ein viertes Verfahren: die »*boundary element method*« (BEM) bzw. dessen deutsches Äquivalent: die Randelementmethode (REM).

Im Vergleich zur FEM unterliegt die zeitlich parallel entwickelte REM laut GAUL & FIEDLER [3.20] sehr viel strenger den Restriktionen der zu lösenden DGLen. Die Ursache hierfür liegt in der Nutzung sogenannter Fundamentallösungen als analytischer und damit exakter Lösungen für die gegebenen RWPe. Wird die Gültigkeit einer DGL infolge von Vereinfachungen verletzt, ist in Konsequenz die zugehörige Grundlösung nicht verwendbar. Umgekehrt können keine RWPe berechnet werden, zu denen solche Fundamentallösungen nicht vorliegen.

Wie HARTMANN [3.21] bestätigt, liegt der entscheidende Vorteil der REM darin, dass lediglich Informationen über den Rand gewonnen werden müssen, weil nur hier Unbekannte auftreten. Das bedeutet für ein Problem in \mathbb{R}^3 die Reduzierung auf eine Aufgabenstellung aus \mathbb{R}^2 . Folgerichtig müssen nur begrenzende Oberflächen numerisch diskretisiert werden (z.B. bereitgestellt aus einem »computer aided design« (CAD)-Softwaresystem). Weitere Vor- und Nachteile führen GAUL & FIEDLER [3.20] auf, worunter sich die einfache Handhabung symmetrischer Probleme oder das schwierige Vorgehen für inhomogene Regionen befinden. Der schwerwiegendste zu nennende Kontrapunkt ist aber, dass das gewollt erzeugte, lineare Gleichungssystem (LGS) nicht symmetrisch und vollbesetzt ist. Weil weiterhin für alle zu berücksichtigenden Matrizen keine positive Definitheit gewährleistet ist, sind viele in der FEM gebräuchliche Reduzierungen und Ansätze (vgl. KNOTHE & WESSELS [3.22]) ausgeschlossen. Veröffentlichungen hinsichtlich der REM-Effizienz, wie bspw. jene von LIN & LIAO [3.23] und WU ET AL. [3.24], nehmen oftmals diesen Nachteil als Ausgangspunkt um weiterentwickelte Konzepte vorzustellen, welche vergleichbare Lösungsgenauigkeiten bieten.

Kommerzielle REM-Programme im maritimen Umfeld, wie bspw. *Wave Analysis at M.I.T (WAMIT)* oder *ANSYS AQWA*, sind auf die Untersuchung von Objekten an der Wasseroberfläche und im Wellenbild spezialisiert. Das ist für diese Dissertationschrift jedoch nur zweitrangig von Interesse. Ihre Nutzung findet die REM ansonsten vorzugsweise in der Akustik oder für elektrische und thermische Feldprobleme. Vorhandene Algorithmen sind deshalb auf dortige Aufgabenstellungen zugeschnitten, die eine Notwendigkeit zur Lösung der Laplace-Gleichung nicht erfordern⁷. Die Arbeiten und veröffentlichten Programme von JUHL [3.25]⁸ und KIRKUP [3.26]⁹ dienen aber im Rahmen der Dissertationsbearbeitung als Vorbilder für die umfängliche Eigenentwicklung eines REM-Solvers unter *MATLAB*.

Diese Arbeit und die folgenden Erklärungen erheben allerdings keinen Anspruch darauf, den Lesern in Gänze das numerische Verfahren minutiös vorzustellen. Ziel ist es stattdessen das Grundverständnis zu vermitteln, wie die REM funktioniert, weshalb sie sich aus Sicht des Autors als geeignetes Werkzeug zur Ermittlung einer Körper beschreibenden Potentialverteilung anbietet sowie worauf bei Vorbereitungen und Nutzung eines Solvers zu achten ist, um Ergebnisse korrekt interpretieren zu können.

⁷In deren Fokus stehen mehrdimensionale Wellen- und Diffusionsgleichungen.

⁸vgl. Informationen auf www.openbem.dk

⁹vgl. Angebot auf www.boundary-element-method.com

Mathematik der REM - Reduzierung auf den Rand

Betrachtet werden ein inneres (\mathbb{I}) und äußeres Gebiet (\mathbb{E}), die voneinander durch eine abgeschlossene Begrenzung \mathbb{S} getrennt sind (Abb. 3.12a). Für eine zu untersuchende DGL ist damit zwischen einem inneren und äußeren Problem zu unterscheiden, welche wiederum eine Lösung in \mathbb{I} und \mathbb{E} erfordern. Ziel ist das Ersetzen der DGL durch eine äquivalente Gleichung, welche die jeweilige Lösung stattdessen allein auf \mathbb{S} darstellt. Mathematisch ist von der Überführung des RWP's in eine Integralgleichung auf dem Rand die Rede. SUTRADHAR ET AL. [3.27] beschreiben dessen Ausgangssituation damit, dass Gl. (3.16) für eine im Volumen V definierte Testfunktion $G(x)$ Gültigkeit besitzt. Durch eine anschließende, zweifach partielle Integration, der Anwendung des Gaußschen Integralsatzes und der Nutzung der 2. Greenschen Identität sowie mehrfachem Umstellen (vgl. Abschnitt B.3) kann letztlich durch Gl. (3.17) eine das Ziel erfüllende Beziehung angegeben werden.

$$0 = \int_V G(x) \nabla^2 \Phi(x) dV \quad (3.16)$$

$$\vdots$$

$$\oint_{\mathbb{S}} \left(\Phi(x) \frac{\partial G(x)}{\partial \vec{n}} - \frac{\partial \Phi(x)}{\partial \vec{n}} G(x) \right) d\mathbb{S} = - \int_V \Phi(x) \nabla^2 G(x) dV \quad (3.17)$$

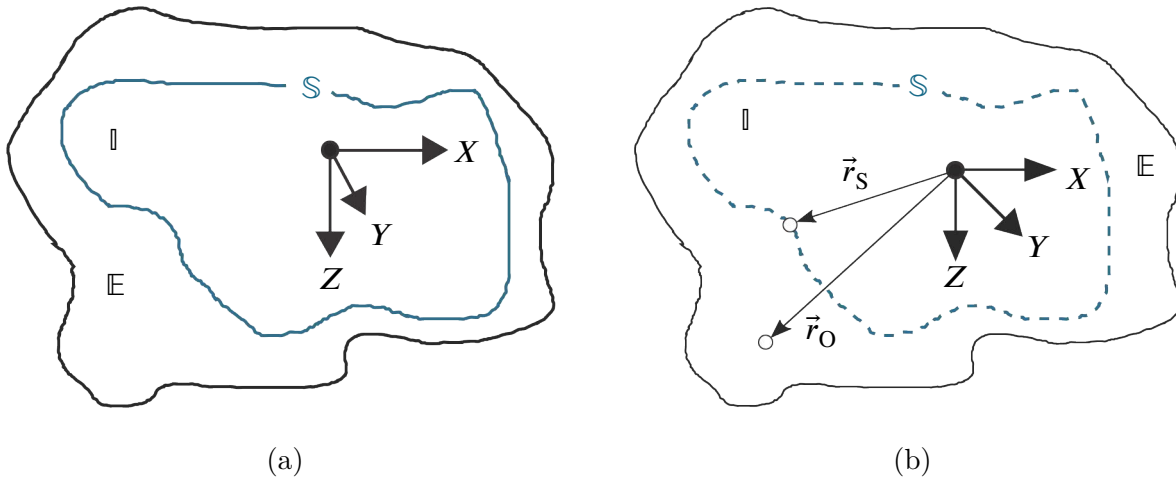


Abbildung 3.12.: Gebietsunterscheidungen für die REM (a) und die Diskretisierung der Gebietsgrenze \mathbb{S} (b)

Das Kernelement der REM ist das Eliminieren des verbliebenen Volumenintegrals auf der rechten Seite von Gl. (3.17). Hierzu wird die Faltungseigenschaft der Dirac-Funktion δ gegenüber einer beliebigen Funktion genutzt, wodurch das Integral aus der Gleichung

eliminiert wird (vgl. Abschnitt B.3). Dafür wird $\nabla^2 G(\vec{r}_O, \vec{r}_S) = -\delta(\vec{r}_O - \vec{r}_S)$ gesetzt sowie mit \vec{r}_O bzw. \vec{r}_S Beobachtungs- und Quellpunkte eingeführt. Während Erstgenannte im untersuchten Gebiet liegen, wobei jegliche Begrenzungen mit eingeschlossen seien, verharren Letztgenannte mit bekannter Randbedingung auf \mathbb{S} (Abb. 3.12b). Die so gewonnene Gl. (3.18) beschreibt den Effekt einer Quelle auf jeden beliebigen Punkt im Gebiet. Physikalisch entspricht das zum Beispiel der Anziehung in einem Gravitationsfeld oder der Induktion in einem elektrostatischen Feld.

$$\int_V \Phi(\vec{r}_S) \delta(\vec{r}_O - \vec{r}_S) dV = \Phi(\vec{r}_S)$$

$$\oint_{\mathbb{S}} \Phi(\vec{r}_S) \frac{\partial G(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} d\mathbb{S} - \oint_{\mathbb{S}} \frac{\partial \Phi(\vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} G(\vec{r}_O, \vec{r}_S) d\mathbb{S} = \Phi(\vec{r}_S) \quad (3.18)$$

Die in Gl. (3.18) enthaltene Testfunktion G ist derweil mit der eingangs erwähnten Fundamentallösung identisch und wird alternativ als Greensche Funktion bezeichnet. Je nach zu lösender DGL kann deren Gestalt bspw. von GAUL & FIEDLER [3.20] oder alternativen Literaturquellen bezogen werden. Für die Laplace-Gleichung gibt Gl. (3.19) die als Ausgang dienende Formulierung sowie deren Richtungsableitung an. Zunächst sind aber zwei Sachverhalte festzustellen: 1. die gesuchte Variable $\Phi(\vec{r}_S)$ tritt beidseitig in Gl. (3.18) auf und 2. die Unbekannten sind auf \mathbb{S} und nicht in \mathbb{I} oder \mathbb{E} zu finden. Während Erstgenanntes im Anschluss durch die Überführung in ein LGS aufgelöst wird, entstehen bei Letztgenanntem mit Blick auf Gl. (3.19) Singularitäten, sofern Quell- und Beobachtungspunkt zusammenfallen.

$$G_{\mathbb{R}^3}(\vec{r}_O, \vec{r}_S) = \frac{1}{4\pi |\vec{r}_O - \vec{r}_S|} \quad \frac{\partial G_{\mathbb{R}^3}(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}_S} = -\frac{\vec{n}_S (\vec{r}_O - \vec{r}_S)}{4\pi |\vec{r}_O - \vec{r}_S|^3} \quad (3.19)$$

GAUL & FIEDLER [3.20, S. 48] zeigen bezüglich der Singularitäten, dass ein stetiger Übergang für den zweiten Term auf der linken Seite von Gl. (3.18) beweisbar ist, während hingegen bei dem ersten Term ein Sprung auftritt. Dieser wird eingehend durch eine Grenzwertbetrachtung untersucht und mit Hilfe des Cauchy Hauptwertes PV ausgedrückt. Der so hergeleitete Ausdruck ist in Gl. (3.20) unter Nutzung eines Randfaktors g_B zu sehen. Basierend auf den Angaben aus KIRKUP [3.26, S. 33] lässt sich dieser durch Gl. (3.21) definieren. Darin wird einerseits zwischen verschiedenen Aufgabenstellungen unterschieden und andererseits berücksichtigt, aus welchem Gebiet sich der Begrenzung genähert wird.

$$\lim_{\vec{r}_O \rightarrow \mathbb{S}} \left(\oint_{\mathbb{S}} \Phi(\vec{r}_S) \frac{\partial G(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} d\mathbb{S} \right) = \text{PV} \int_{\mathbb{S}} \Phi(\vec{r}_S) \frac{\partial G(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} d\mathbb{S} + g_B \Phi(\vec{r}_S) \quad (3.20)$$

$$g_B(\vec{r}) = \begin{cases} \text{Lösung der DGL in } \mathbb{I} & \begin{cases} 2 & \text{für } \vec{r} \in \mathbb{I} \\ \frac{3}{2} & \text{für } \vec{r} \in \mathbb{S} \end{cases} \\ \text{Lösung der DGL in } \mathbb{E} & \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } \vec{r} \in \mathbb{S} \\ 0 & \text{für } \vec{r} \in \mathbb{E} \end{cases} \end{cases} \quad (3.21)$$

Werden alle Informationen zusammengefasst, komplettiert eine abschließende Sortierung der Variablen schließlich die Randintegralgleichung in Form von Gl. (3.22).

$$(1 - g_B) \Phi(\vec{r}_S) = \text{PV} \int_{\mathbb{S}} \left(\Phi(\vec{r}_S) \frac{\partial G(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} \right) d\mathbb{S} - \oint_{\mathbb{S}} \frac{\partial \Phi(\vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} G(\vec{r}_O, \vec{r}_S) d\mathbb{S} \quad (3.22)$$

Mathematik der REM - Formulierung als LGS

Um den Übergang zu einem linearen Gleichungssystem anschaulich zu vermitteln, werden die Integraloperatoren \mathfrak{L} und \mathfrak{M} exemplarisch an der Einheitssprungfunktion f_e durch Gl. (3.23) eingeführt, wo sie eine kurze Schreibweise von Integralen erlauben.

$$\{\mathfrak{L} f_e\}_{\mathbb{S}} = \int_{\mathbb{S}} f_e G d\mathbb{S} \quad \{\mathfrak{M} f_e\}_{\mathbb{S}} = \int_{\mathbb{S}} f_e \frac{\partial G}{\partial \vec{n}_S} d\mathbb{S} \equiv \frac{\partial}{\partial \vec{n}_S} \{\mathfrak{L} f_e\}_{\mathbb{S}} \quad (3.23)$$

Die bisherigen Formulierungen implizierten die Betrachtung eines Kontinuums. Um mit der REM als numerischem Verfahren jedoch ein Ergebnis berechnen zu können, bedarf es einer geeigneten Diskretisierung von \mathbb{S} (Abb. 3.12b). Für Aufgabenstellungen in \mathbb{R}^3 genügt es dafür, in einfachster Weise die Oberfläche mit n Dreiecken¹⁰ zu approximieren. An deren geometrischen Mittelpunkten, im Folgenden Kontrollpunkte genannt, sind die im Spaltenvektor Φ zusammengefassten n gesuchten Größen zu berechnen. Wird zunächst nur ein einzelner Kontrollpunkt an der (Quell-)Position \vec{r}_j betrachtet, kann das dortige Potential Φ_j gegenüber jedem anderen Kontroll- oder Beobachtungspunkt als diskrete Formulierung von Gl. (3.24) durch Gl. (3.25) angegeben werden.

$$(1 - g_B) \Phi(\vec{r}_S) = \{\mathfrak{M} \Phi(\vec{r}_S)\}_{\mathbb{S}} - \left\{ \mathfrak{L} \frac{\partial \Phi(\vec{r}_S)}{\partial \vec{n}} \right\}_{\mathbb{S}} \quad (3.24)$$

$$(1 - g_B) \Phi_j = \sum_{k=1}^n \{\mathfrak{M}_{jk} \Phi_j\}_{\mathbb{S}} - \sum_{k=1}^n \left\{ \mathfrak{L}_{jk} \frac{\partial \Phi_j}{\partial \vec{n}} \right\}_{\mathbb{S}} \quad (3.25)$$

¹⁰Diese wurden mit Hilfe von CAD-Systeme z.B. im StereoLithographie-/STL-Format bereitgestellt.

Unter Nutzung der $n \times n$ Einheitsmatrix \mathbf{I} und bei Überführung der Integraloperatoren in die Operatormatrizen \mathfrak{L} bzw. \mathfrak{M} ist durch eine Sortierung der Variablen die Formulierung des LGSs mit Gl. (3.26) abgeschlossen. Für die Laplace-Gleichung ist hierbei festzustellen, dass \mathfrak{L} bzw. \mathfrak{M} allein von geometrischen, als bekannt vorauszusetzenden Informationen abhängig sind. Für die Problemstellung der hydrodynamischen Massen ist gemäß Gl. (3.21) zudem $g_B = \frac{1}{2}$ zu setzen.

$$\left(\mathfrak{M} + (g_B - 1) \mathbf{I} \right) \Phi = \mathfrak{L} \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} \quad (3.26)$$

3.4.2. Randbedingungen auf der Körperoberfläche

Bereits erwähnt wurde, dass für die REM Informationen über den Rand zur Verfügung stehen müssen. Diese sind im Kontext der hydrodynamischen Massen für die Oberfläche \mathbb{S} durch das notwendige Erfüllen der Undurchlässigkeitsbedingung gegeben. Wie aus Gl. (3.11) interpretierbar, hat an jedem Punkt auf \mathbb{S} die Körpergeschwindigkeit \mathbf{q} in Richtung von \vec{n} der Fluidgeschwindigkeit zu entsprechen. Am Meeresboden wird diese Normalkomponente hingegen zu Null, weil die Begrenzung selbst als nicht durchströmt und unbeweglich aufzufassen ist.

CLAUSS ET AL. [3.12], KORNEV [3.17] und KOROTKIN [3.15] zeigen in ausführlicher Herleitung, wie die mit Gl. (3.8) eingeführten Geschwindigkeitspotentiale Φ_j an der Position \vec{r}_j durch einzelne Geschwindigkeitskomponenten q_k in Verbindung mit Bewegungspotentialen ϕ_k ausdrückbar sind. Die relevanten Zusammenhänge können durch Gleichungen (3.27) und (3.28) formuliert werden. Da es sich bei Φ_j jeweils um skalare Funktionen handelt, ist Erstere zulässig. Darin wird ϕ_k immer auf die Einheitsgeschwindigkeit von 1 m/s bezogen, wodurch eine Verfälschung der kinetischen Energie E_{Fl} vermieden wird.

$$\Phi_j = \sum_{k=1}^6 q_k \phi_k(\vec{r}_j) \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_j}{\partial \vec{n}} &= \sum_{k=1}^6 q_k \frac{\partial \phi_k(\vec{r}_j)}{\partial \vec{n}} \\ &= q_1 \cos(\vec{n}, \vec{e}_x) + q_2 \cos(\vec{n}, \vec{e}_y) + q_3 \cos(\vec{n}, \vec{e}_z) + q_4 (y \cos(\vec{n}, \vec{e}_z) - z \cos(\vec{n}, \vec{e}_y)) \\ &\quad + q_5 (z \cos(\vec{n}, \vec{e}_x) - x \cos(\vec{n}, \vec{e}_z)) + q_6 (x \cos(\vec{n}, \vec{e}_y) - y \cos(\vec{n}, \vec{e}_x)) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Durch die Einführung von \vec{d} in Gl. (3.29), als Vektor der Richtungskosinuswerte zwischen dem in das Fluid zeigenden Normaleneinheitsvektor und den drei Einheitsvektoren der Achsen des Bezugskordinatensystems CS_b , können die Randbedingungen in die jeweilige Bewegungsrichtung mit Gl. (3.30) weiter vereinfacht angegeben werden.

$$\vec{d} = \begin{bmatrix} \cos(\vec{n}, \vec{e}_x) \\ \cos(\vec{n}, \vec{e}_y) \\ \cos(\vec{n}, \vec{e}_z) \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial \vec{n}} = \begin{cases} \vec{d}_i & \text{für } i = 1, 2, 3 \\ (\vec{r}_j \times \vec{d})_{i-3} & \text{für } i = 4, 5, 6 \end{cases} \quad (3.30)$$

3.4.3. Validierung des REM-Solvers

Jedes numerische Verfahren muss sein Ergebnis gegenüber einer analytischen Lösung beweisen, sofern diese denn vorhanden ist. Mit Hilfe ausgewählter Beispiele wird deshalb das entwickelte REM-Programmpaket im Folgenden validiert. Dazu werden anhand gegebener Randbedingungen die Potentialverteilungen und resultierende, hydrodynamischen Massen bestimmt.

Weiterhin erfolgt eine nähere Betrachtung des Einflusses der diskretisierten Anzahl an Oberflächenelementen. Im Gegensatz zu diesen konnten für eine Änderung der Integrationsordnung keine bedeutenden Auswirkungen auf die Ergebnisse festgestellt werden. Gemeint ist hier die Anzahl der genutzten Stützstellen für die durchgeführte Gauß-Legrende-Integration über jedes Element, welches nach JUHL [3.25] modelliert wurden. Dass sie programmseitig für ein beliebig geformtes und im Raum orientiertes Dreieck korrekt durchgeführt wird, wurde anhand der Testfunktion $f(x, y, z) = 1$ überprüft. Sie ergab bei korrekter Berechnung den Flächeninhalt des jeweiligen Elements. Wahlweise kompliziertere Funktionen wurden mit Ergebnissen der Computeralgebrasysteme (CAS) *Mathematica* und *MATLAB* verglichen.

Mit der Gewissheit einer grundsätzlichen Funktionalität zur Lösung von Gl. (3.23), musste der mit Gl. (3.19) als Kern ausgestattete REM-Solver belegen, dass er im Stande ist eine gesuchte Potentialverteilung zu ermitteln. Die Vergleichsgrundlage stellt KENNARD [3.28, S. 319] mit Gl. (3.31) als analytische Referenz einer sich im ruhenden Fluid in positive X -Richtung bewegenden Kugel. Der darin verwendete Radius R wurde zwecks Validierung ebenso wie die Geschwindigkeit u durch eine *MATLAB* Funktion zufällig

festgelegt. Gleiches gilt für ξ als Rotationswinkel um die X -Achse. Er beschreibt jenen Kreisring, über dessen Umfangswinkel κ ein Vergleich unternommen wird.

$$\Phi_{\text{Sph}} = \frac{u x}{2} \left(\frac{R}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right)^3 \quad (3.31)$$

Als Eingangsdaten wurden dem Solver die nach Gl. (3.11) definierten Randbedingungen vorgegeben, womit die Körpergeschwindigkeit auf der Oberfläche in Normalenrichtung der Fluidgeschwindigkeit (hier $\vec{v}_{\text{Fl}} = [-u \ 0 \ 0]^T$) entspricht. Das Ergebnis ist in Abb. 3.13 für zwei verschiedene Diskretisierungen mit n Elementen dargestellt. Deutlich sind hierbei die Unterschiede zwischen den beiden Abstraktionsstufen zu erkennen, insbesondere hinsichtlich der Extremwerte bei -180° , 0° und 180° . Zurückzuführen ist dieses typische Lösungsbild auf die zur Verfügung gestellte Menge an Informationen für das LGS aus Gl. (3.26). Gleichzeitig wird deutlich, dass sich die REM der Lösung nur annähern kann und immer eine verbleibende Abweichung existieren wird, die sich in Gl. (3.9) als Fehler bzw. Unsicherheit aufsummiert.

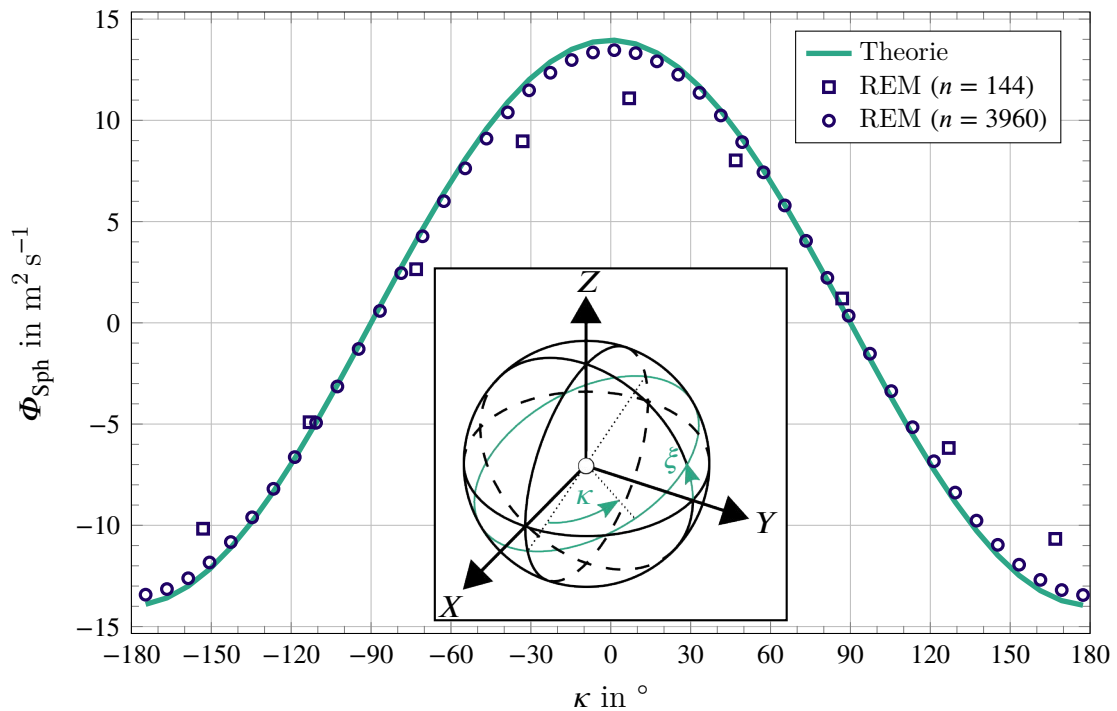


Abbildung 3.13.: REM-Ergebnisse einer diskretisierten Kugel mit n Elementen im Vergleich zur theoretischen Potentialverteilung nach Gl. (3.31) aus KENNARD [3.28] mit $R = 5,197 \text{ m}$ und $u = 5,456 \text{ m s}^{-1}$ (für $\xi = 31^\circ$)

Vor dem beschriebenen Hintergrund sind im letzten Schritt die Randbedingungen aus Gl. (3.30) zu validieren. Analytische Werte für die im Folgenden betrachteten Körper und Situationen sind Abschnitt B.3 zu entnehmen. Zunächst sollen aber Kugeln mit beliebig generierten Radien untersucht werden. Um die Vergleichbarkeit unter ihnen sowie gegenüber anderen geometrischen Formen zu ermöglichen, wird die hydrodynamische Trägheitszahl c_{jk} gemäß Gl. (3.32) definiert. Sie setzt die äquivalent zu beschleunigende Fluidmasse m_{Fl} in Relation zu einer gleichwertigen Trägheitseigenschaft des Festkörpers, wodurch eine Abhängigkeit gegenüber \mathbf{M}_{Rb} erzeugt wird.

Der Vorteil von c_{jk} besteht darin, dass unter der Voraussetzung einer gleichen Beschleunigung für Zähler- und Nennervariable eine Angabe möglich ist, um welches Vielfache sich die ursprüngliche Trägheit infolge des verdrängten Fluids erhöht. Auf Seiten des Entwurfsprozesses wird dadurch die Entscheidung erleichtert, welche Einträge von \mathbf{M}_{Fl} zu berücksichtigen sind. Nachteilig ist hingegen die Verbindung zur Wahl des Bezugssystems \mathbf{CS}_i wegen der Verknüpfung zu ${}^i\vec{r}_{\text{CG}}$ (vgl. Abschnitt 3.4.5). Andererseits ist es aufgrund der Nulleinträge in \mathbf{M}_{Rb} nicht möglich jedes c_{jk} zu bilden. Das relativiert sich in den meisten Fällen, weil speziell die Terme der Hauptdiagonalen von Interesse sind. Währenddessen fallen die Einträge auf den Nebendiagonalen infolge von gekoppelten Translations- und Rotationsbewegungen in der Regel vernachlässigbar klein aus. Diese Aussage ist dann zulässig, sofern Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten nicht in gleicher Größenordnung vorliegen und ihr Produkt in den Bewegungsgleichungen dadurch klein wird.

$$c_{jk} = \frac{a_{jk}}{m_{jk}} \quad \text{mit } \mathbf{M}_{\text{Fl}} = (a_{jk}) \text{ und } \mathbf{M}_{\text{Rb}} = (m_{jk}) \text{ jeweils } \in \mathbb{R}^{6 \times 6} \quad (3.32)$$

Im speziellen Fall einer Kugel gelten laut LAMB [3.29] aufgrund ihrer dreifachen Symmetrie die Beziehungen $c_{11} = c_{22} = c_{33} = 0,50$ sowie $c_{44} = c_{55} = c_{66} = 0$. Die REM liefert für unterschiedliche Diskretisierungen die in Abb. 3.14a dargestellte Annäherung. Auffällig dabei ist zum einen die aufgrund der wenigen Elementen anfängliche Diskrepanz der beiden Trägheitszahlen und zum anderen deren asymptotisches Verhalten gegenüber dem analytischen Wert.

Weil sich ein Unterwasserkörper im Rahmen vieler Einsatzszenarien¹¹ in der Nähe des Meeresbodens aufhalten kann, war es angebracht derartige Konstellationen ebenfalls zu untersuchen. Dazu wurde eine adäquat erscheinende Auflösung der Kugel gewählt ($n = 7080$) und ihr Abstand l_Z gegenüber einer Kreisplatte in Z -Richtung verringert.

¹¹z.B.: zur Probenaufnahme, Vermessungen, Wartung entlang eines Unterwasserkabels, u.v.m.

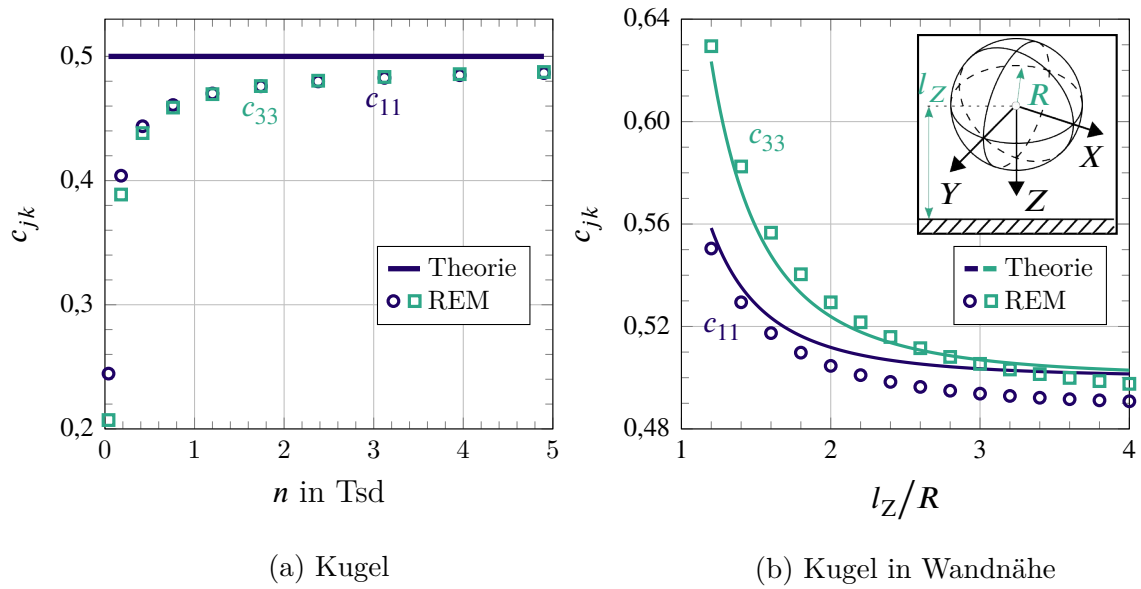
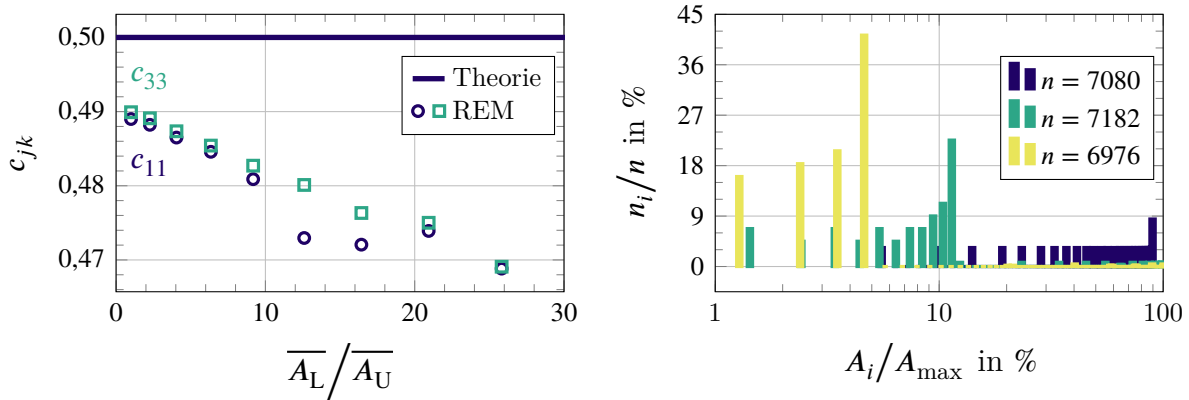


Abbildung 3.14.: Hydrodynamische Trägheitszahl einer diskretisierten Kugel im Vergleich zur Theorie nach KOROTKIN [3.15]

Dabei wird Bezug auf den Mittel- bzw. Schwerpunkt der homogenen Kugel genommen, so dass ein Wert von Eins für das relative Verhältnis von $\frac{l_z}{R}$ gleichbedeutend mit dem tangentialen Berühren von Kugel und Platte ist. Letztgenannte besitzt eine annähernd gleiche Elementanzahl ($n = 7140$), wobei ihr Radius gegenüber dem zufälligen Kugelradius um den Faktor 5 größer festgesetzt wurde. Für sie greift die Undurchlässigkeitsbedingung bei Ruhe (Gl. (3.11)) und die Ausrichtung ihrer Normalenvektoren weist entgegen von Z in den Wasserkörper hinein. Als Ergebnis konnte Abb. 3.14b ermittelt werden. In diesem ist erkennbar, dass insbesondere bei einer sehr dichten Positionierung die numerischen Resultate gut mit dem theoretischen Verlauf übereinstimmen. Je weiter die Kugel von der Platte entfernt wird, desto eher nähern sich die Werte jedoch wieder denen aus Abb. 3.14a an.

Dass die Elementanzahl infolge der Diskretisierung für die Lösungsgenauigkeit eine Rolle spielt, wurde bereits gezeigt. Als ein weiterer Faktor wird die Platzierung dieser Elemente in Verbindung mit ihrer Größe untersucht. Dazu wurden eine obere und untere Kugelhälfte durch n_U bzw. n_L Elemente abstrahiert. Ihre Gesamtzahl liegt jedoch für jede Modifikation nahe an der Erstvariante, für die $n_L = n_U$ gilt. Das tritt ebenso auf die durchschnittliche Elementgröße \bar{A} (vgl. Tabelle B.3 auf Seite 168) zu. Die dafür bestimmten Trägheitszahlen werden zunächst mit Abb. 3.15a in Relation zum Verhältnis der jeweils gemittelten Elementgrößen der beiden Kugelhälften gesetzt. Dabei ist ein zu-

nehmender Wert gleichbedeutend mit einer Abnahme von n_L sowie einer Zunahme von A_L . Es wird dadurch eine bewusst einseitige Konzentration der Kontrollpunkte erzeugt, wie sie vielfach in realen Geometrien infolge spitzer Winkel oder kleiner Radien auftreten kann. Festzustellen ist in dieser Darstellung ein nahezu linearer Abfall der Trägheitszahlen trotz annähernd gleicher oder teilweise sogar größerer Informationsmenge.



- (a) REM-Ergebnisse für eine Kugel bei zunehmend inhomogener Verteilung von Kontrollpunkten
- (b) Relative Häufigkeit von Dreieckselementen in Abhängigkeit ihrer Größe normiert auf den auftretenden Maximalwert

Abbildung 3.15.: Hydrodynamische Trägheitszahlen einer diskretisierten Kugel für unterschiedliche Abstraktionsformen (vgl. Tabelle B.3, Seite 168)

Eine Ursache für das beschriebene Verhalten lässt sich bei einer Betrachtung der Verteilung von Elementgrößen nach Abb. 3.15b finden. Dort ist deren relative Häufigkeit in logarithmischer Abhängigkeit der auf A_{\max} normierten Größe für drei Varianten exemplarisch aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Abnahme einer gleichmäßigen Streuung, wie sie für den ersten Fall auftritt. Stattdessen stellen sehr viele und sehr kleine Elemente summarisch weit über 90 % der Gesamtzahl im dritten Fall dar. Dieses Ungleichgewicht wirkt sich mit Blick auf Abb. 3.15a negativ gegenüber den numerischen Resultaten aus. Deshalb ist nicht nur eine ausreichende Menge an Informationen der REM zur Verfügung zu stellen, sondern sie muss darüber hinaus möglichst gleichförmig über die zugrundeliegende Geometrie verteilt sein. Umsetzbar ist diese Anforderung am einfachsten durch einen sehr kleinen Abstraktionsgrad. Wegen begrenzter Rechenkapazitäten ist jedoch unter Umständen die zu untersuchende Hüllenform zu vereinfachen, ähnlich wie es im Bereich von CFD-Simulationen üblich ist.

Die vorangegangenen Beispiele gleichen sich darin, dass sie ausschließlich eine transla-

torische Bewegung betrachten. Für die Rotationsbewegung und damit für die hydrodynamischen Trägheitsmomente wird ein Funktionsnachweis mit einem triaxialen Ellipsoiden unternommen. Wenn dessen Nebenachsen l_Y und l_Z identisch sind, können die in Abschnitt B.3 zusammengefassten Trägheitszahlen als Vergleich für die REM herangezogen werden. In Abb. 3.16 sind die Verläufe der drei relevanten Zahlen in Abhängigkeit der Achsenverhältnisse dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Verhältnis $\frac{l_X}{l_Y}$ die Lösungsgenauigkeit der REM abnimmt. Im Rahmen der Arbeit stellt diese aber nach wie vor eine ausreichende Güte dar. Damit ist einerseits die Validierung erfolgreich gelungen und andererseits die Notwendigkeit aufgezeigt, REM-Ergebnisse mit dem Wissen über den untersuchten Körper und dessen Abstraktion interpretieren zu müssen.

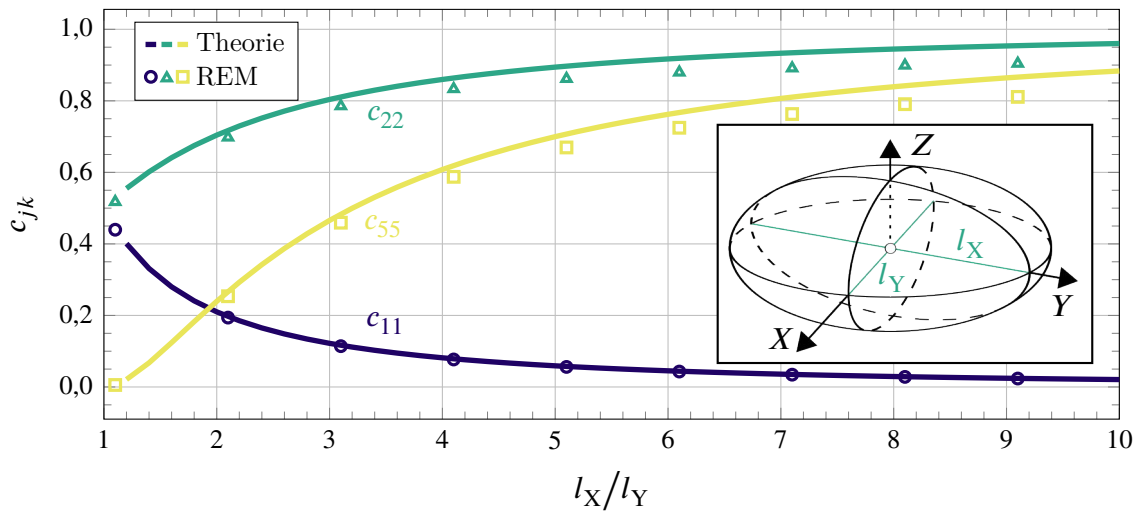


Abbildung 3.16.: REM-Ergebnisse eines diskretisierten Ellipsoiden im Vergleich zur Theorie nach LAMB [3.29]

3.4.4. Fallbeispiel ROTV: Variation infolge Ruderschlag

Die Steuereinrichtungen des in Abschnitt 3.3.2 vorgestellten Geräteträgers besitzen eine relativ große Formänderung im Verhältnis zum übrigen Körpervolumen und im Vergleich zu normalen Rudern. Ihre Abmessungen wurden nötig, um die zur Kursänderung erforderlichen Kräfte für den lagestabilen Körper beim Schleppvorgang zu erzeugen. Als Beispiel erlauben sie hier die Änderung von hydrodynamischen Trägheiten infolge einer Modifikation der Geometrie zu demonstrieren. Als Extremstellungen wurden die in Abb. 3.17b bis 3.17e visualisierten Ruderstellungen untersucht. Im Zuge ihrer Dis-

kretisierung wurde eine möglichst uniforme Verteilung der Kontrollpunkte¹² über ihre Oberfläche realisiert, um für alle Fälle eine nahezu identische Ausgangslage hinsichtlich verfügbarer Informationen zu gewährleisten. Im Ergebnis besitzen die jeweiligen Geometrien 49 000 bis 52 000 Elemente mit einer durchschnittlichen Größe von 3 cm^2 . Im Vergleich zu den Körperabmessungen von $3,44 \text{ m} \times 1,62 \text{ m} \times 1,01 \text{ m}$ (Länge \times Breite \times Höhe) erscheint diese Auflösung akzeptabel, was Konvergenzuntersuchungen bestätigen.

Die quantitativen Ergebnisse der hydrodynamischen Trägheitszahlen sind mit Bezug auf die Einträge der Hauptdiagonalen in Abb. 3.18 dargestellt. Wie zu erkennen ist, heben sich insbesondere c_{22} , c_{33} und c_{55} hervor. Die beiden Letztgenannten unterstreichen die Problematik des vertikalen Ausweichens bzw. das Einleiten eines solchen, da das System die zwei- bis dreifache Trägheit gegenüber seiner eigenen in die entsprechende Richtung zusätzlich überwinden muss. Als Ursache ist die weitgehend zweigeteilte Struktur mit den oberen Auftriebs- und dem unteren Ballastkörper zu nennen.

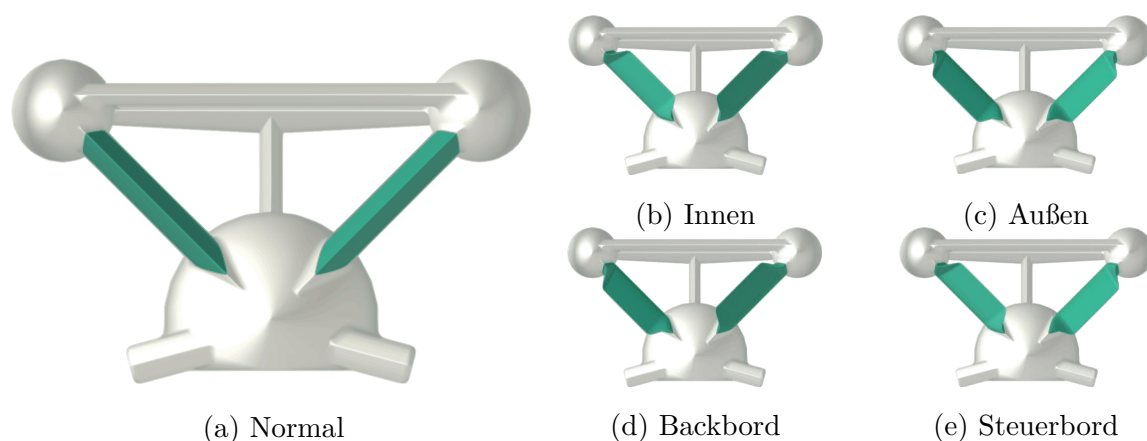


Abbildung 3.17.: Betrachtete Ruderstellungen (in Grün hervorgehoben) eines ROTVs

Zur Betrachtung der Unterschiede zwischen den einzelnen Ruderstellungen ist hingegen Abb. 3.19 zweckdienlicher. Dort sind die Ergebnisse im Verhältnis zur Normalstellung aufgetragen. Sie sind jedoch vor dem Hintergrund der Numerik zu interpretieren, wonach Abweichungen von weniger als $\pm 3\%$ durchaus in einem Bereich liegen, wo von verbliebenen, numerischen Ungenauigkeiten zu sprechen ist. Hinsichtlich c_{11} und den erheblichen Schwankungen für die Innen- und Außenstellung ist auf der anderen Seite aber ebenso ihre geringe Quantität zu bedenken. Bei einer Beschleunigung um die Z-Achse eines Körpers wirkt sich grundsätzlich die für Back- und Steuerbordstellung aufgehobene Symmetrie verstärkend auf die Trägheit aus. Gleiches gilt für den Fall einer Bewegung in

¹²Dazu wurde ANSYS ICEM als Vernetzungsprogramm verwendet.

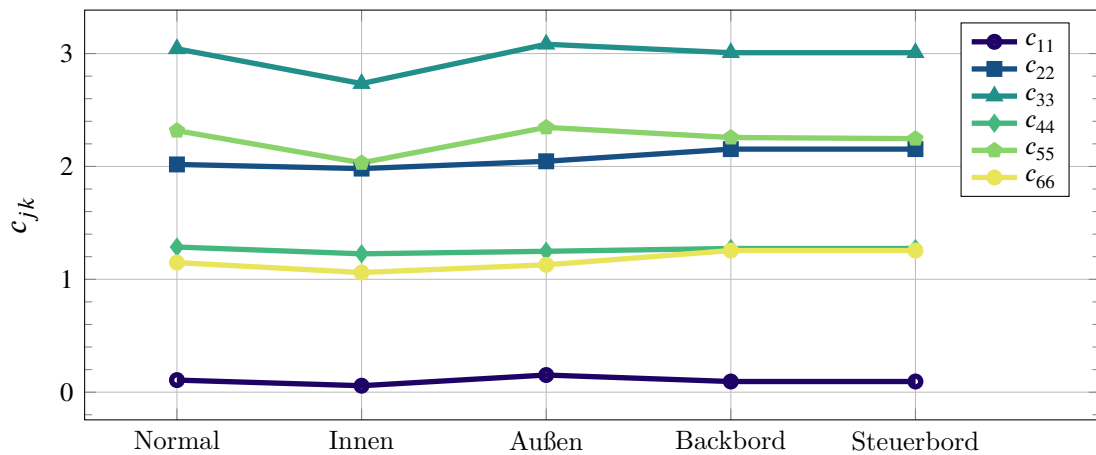


Abbildung 3.18.: Hydrodynamische Trägheitszahlen für unterschiedliche, in Abb. 3.17 dargestellte Ruderstellungen eines ROTVs

die Y -Richtung. Festzuhalten ist aber, dass sich die Trägheitszahlen und somit letztlich die Matrixeinträge von \mathbf{M}_{Fl} als Intervallvariablen beschreiben lassen und sie durchaus zu beachtende Abweichungen zur Normalstellung aufweisen können.

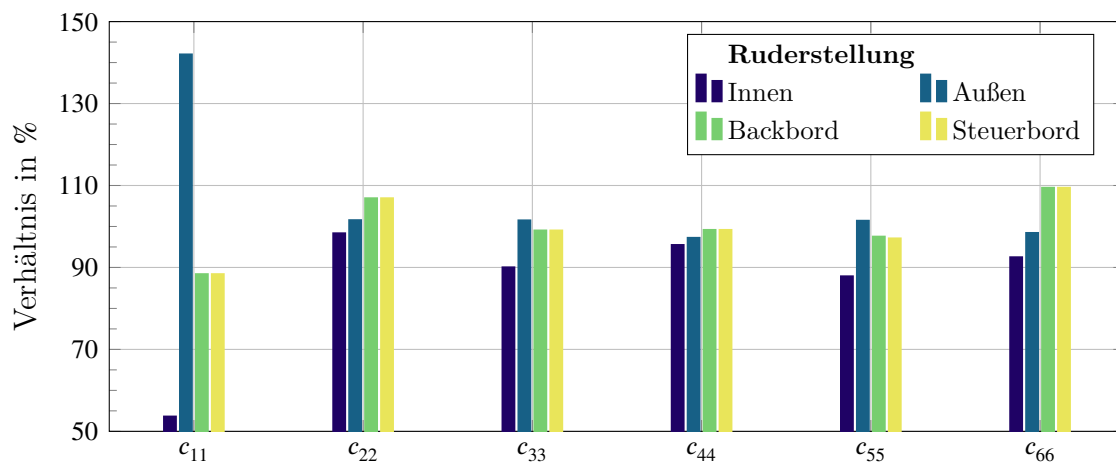


Abbildung 3.19.: Verhältnis der hydrodynamischen Trägheitszahlen unterschiedlicher Ruderstellungen gegenüber einer Normalposition (vgl. Abb. 3.17)

Abschließend sei noch auf die sich ansonsten bestätigende Symmetrie der hydrodynamischen Trägheit in den Ergebnissen hingewiesen, weil sich Back- und Steuerbord im Diagramm augenscheinlich nicht unterscheiden. Hier sei den Lesern versichert, dass die zugrundeliegenden, berechneten Werte nicht identisch waren, was durch die Gleitkommaarithmetik eines jeden CAS' begründet ist.

3.4.5. Fallbeispiel UWG: Variation infolge Bezugspunktwahl

Für verschiedene, studentische Arbeiten war am Lehrstuhl ein Gleitermodell der Ausgangspunkt. Sein Entwurf ist an die SLOCUM [3.30] und SPRAY [3.31] Glider angelehnt sowie grundlegend als CAD-Modell in Abb. 3.20 dargestellt. Er besitzt eine Doppelsymmetrie gegenüber seinen X_b - Y_b und Z_b - X_b -Ebenen. Weitere Angaben zu relevanten Parametern finden sich in Abschnitt B.3. Es soll für eine Verschiebung des Bezugspunktes aus O_i nach P um ${}^i\vec{r}_{OP} = [\Delta x \ 0 \ 0]^T$ gezeigt werden, welche Auswirkungen die Wahl des selbigen auf die hydrodynamische Massenmatrix \mathbf{M}_{FI} besitzt. P ist dazu jederzeit identisch mit dem Ursprung O_b des körperfesten Koordinatensystems CS_b sowie mit dem Massenschwerpunkt CG. Derweil fällt O_i mit dem geometrischen Mittelpunkt des Körpers zusammen, während die Hülle des UWGs unveränderlich ist. Die Variation von ${}^i\vec{r}_{CG}$ wird deshalb einzig durch das Verschieben einer Masse im Inneren umgesetzt.

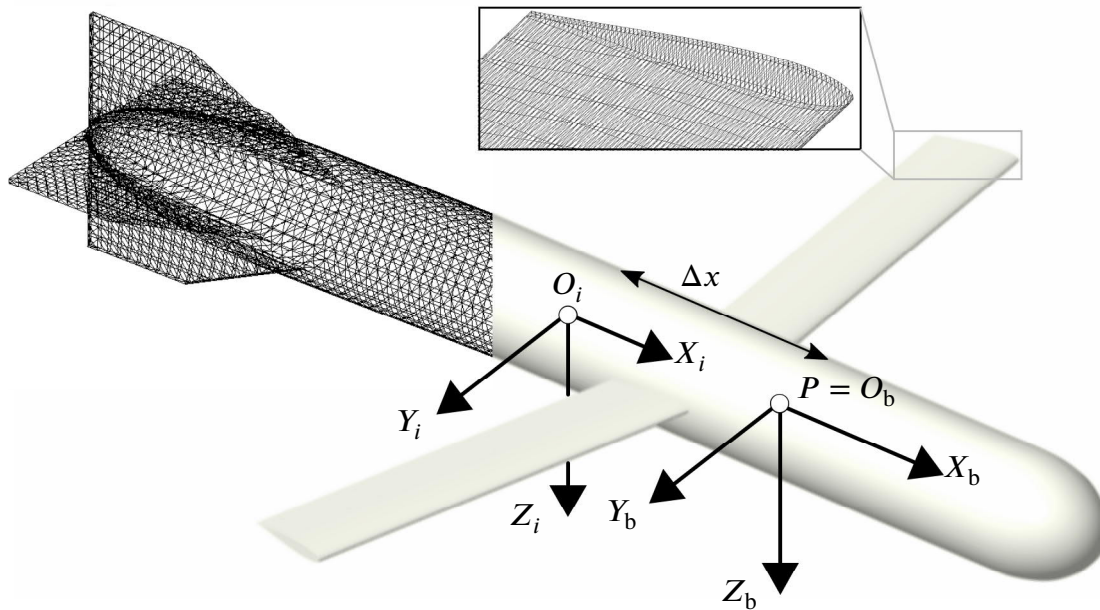


Abbildung 3.20.: Typische Konstruktionsform eines UWGs mit verschiedenen Koordinatensystemen in selektiver Drahtgitterdarstellung

Als Geometrie wurde eine möglichst uniforme Verteilung der Kontrollpunkte mit $n = 36\,297$ Elementen erstellt (Abb. 3.20). Anschließend wurde bei gleichbleibender Modelldiskretisierung die alleinige Verschiebung der Kontrollpunkte in X_i -Richtung um Δx ausgeführt und die so modifizierte Form dem REM-Solver übergeben. Für die Interpretation der nachfolgenden Ergebnisse ist sich vor Augen zu führen, dass die Ver-

änderlichkeit der Systemträgheit $\dot{\mathbf{M}}$ bereits grundlegend mit der Funktionsweise eines UWGs verknüpft ist. Unabhängig davon, ob die Antriebsbewegung durch eine interne Massenverschiebung, durch die Formänderung der Hülle oder alternativ mittels einer Massenvariation¹³ eingeleitet wird, in jedem Fall ändern sich die Elemente von $\dot{\mathbf{M}}_{\text{Rb}}$. Für die beiden erstgenannten Mechanismen trifft das nur auf die Trägheitsmomente zu, während bei Letztgenanntem m_{Rb} selbst betroffen ist. Die in diesem Abschnitt dargestellten Trägheitszahlen c_{jk} beziehen sich deshalb immer auf variierende Trägheitseigenschaften (vgl. Abschnitt B.3).

Von größerer Relevanz sind jedoch die eigentlichen Änderungen von a_{jk} , wie sie bei den Einträgen der Haupt- (Abb. 3.21a) und Nebendiagonalen (Abb. 3.22a) infolge der Verschiebung von \mathbf{O}_b auftreten. Dabei erfolgte eine Beschränkung auf jene Elemente von \mathbf{M}_{Fl} , die eine Variabilität aufweisen. Es ist zu beachten, dass diese nur entsteht, wenn ein Bezug zu \mathbf{CS}_b existiert. Für \mathbf{CS}_i sind sie hingegen aufgrund der unveränderten Geometrie gleichbleibend, obwohl sich die zugehörigen Trägheitszahlen wegen genannter Ursache in Abhängigkeit von Δx ändern. Dabei zeigt sich insbesondere an den Kurven aus Abb. 3.21b der eindringliche Unterschied zwischen den beiden Referenzsystemen, während dies in Abb. 3.22b weniger prägnant ausfällt.

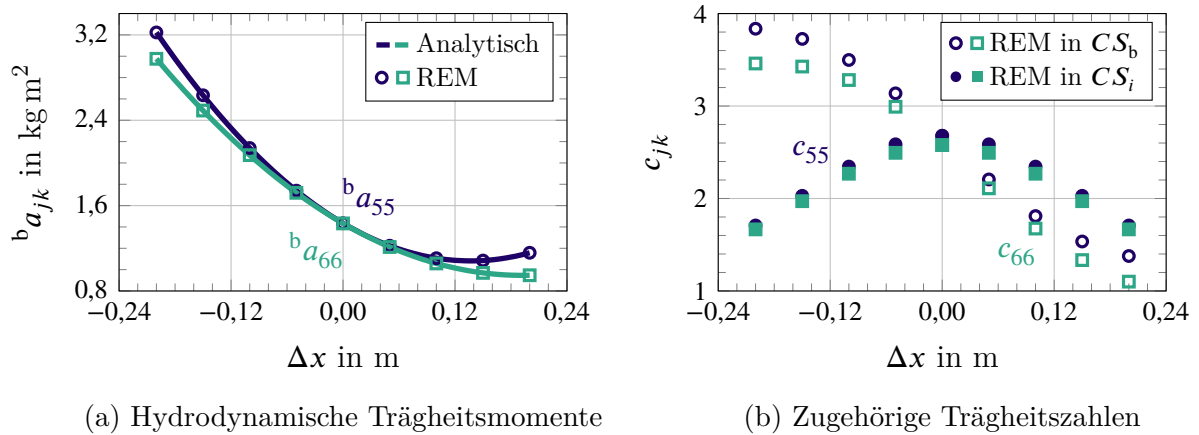


Abbildung 3.21.: Veränderung der Einträge auf der Hauptdiagonalen von \mathbf{M}_{Fl} eines Gleiters in Abhängigkeit der Verschiebung des Bezugspunktes um Δx (für $\rho_{\text{Fl}} = 1000 \text{ kg m}^{-3}$)

Es wird nun angenommen, dass im Sinne der üblichen Praxis \mathbf{CS}_b als Bezugssystem gewählt wird. Es liegt allerdings nicht im Interesse eines Entwurfsprozesses einen großen Aufwand zur Bestimmung von $\dot{\mathbf{M}}_{\text{Fl}}$ über verschiedene Stützstellen zu betreiben.

¹³durch z.B. Aufnahme und Abgabe von Wasser aus bzw. an die Umgebung mittels einer Pumpe

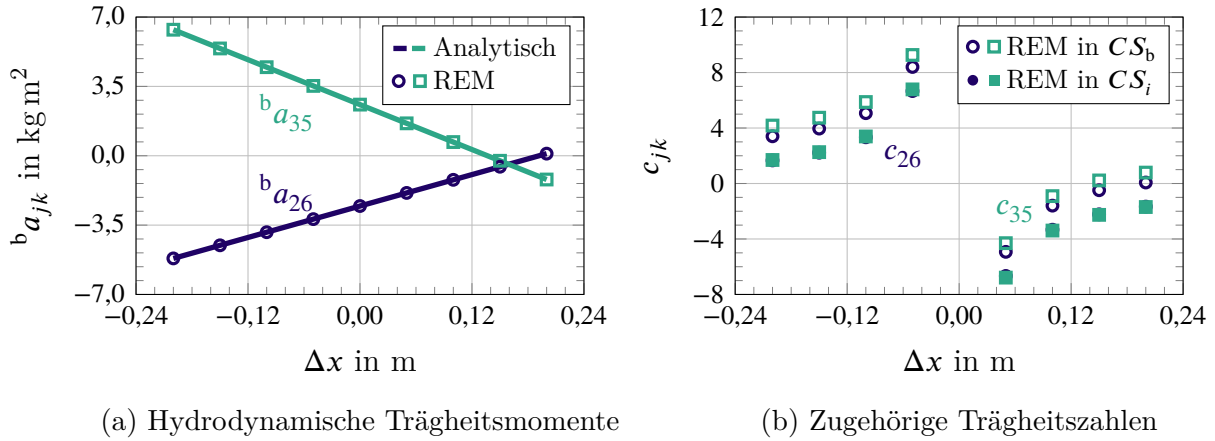


Abbildung 3.22.: Veränderung der Einträge auf den Nebendiagonalen von \mathbf{M}_{Fl} eines Gleiters in Abhängigkeit der Verschiebung des Bezugspunktes um Δx (für $\rho_{\text{Fl}} = 1000 \text{ kg m}^{-3}$)

Stattdessen wurde zum Vergleich die in FOSSEN [3.14, S. 180] beschriebene Systemtransformation von \mathbf{M}_{Fl} aus CS_i nach CS_b realisiert. Die mit Hilfe der schiefsymmetrischen Matrix \mathbf{H} (Gl. (1.2), Seite 12) in Gl. (3.33) analytisch berechneten Verläufe sind zur Gegenüberstellung in Abb. 3.21a und 3.22a dargestellt. Es ist eine Deckungsgleichheit der punktuellen mit den kontinuierlichen Ergebnissen festzustellen. Zur gesuchten Angabe von $\dot{\mathbf{M}}_{\text{Fl}}$ für UWGs oder ähnliche Anwendungsfälle, ist es deshalb lediglich einmal notwendig, \mathbf{M}_{Fl} in CS_i zu ermitteln und die Transformationen durchzuführen.

$${}^b \mathbf{M}_{\text{Fl}} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{3 \times 3} & \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ \mathbf{H}^T({}^i \vec{r}_{\text{CG}}) & \mathbf{I}_{3 \times 3} \end{bmatrix} {}^i \mathbf{M}_{\text{Fl}} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{3 \times 3} & \mathbf{H}({}^i \vec{r}_{\text{CG}}) \\ \mathbf{0}_{3 \times 3} & \mathbf{I}_{3 \times 3} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

Hinsichtlich der Ursache für die beschriebene Variabilität entfallen zunächst die gleichbleibende Körperform sowie die Fluidichte, welche sich schlicht aus Gl. (3.32) herauskürzen lässt. Stattdessen ist mit Blick auf Gl. (3.9) eine Erklärung in den beschreibenden Potentialen oder Randbedingungen zu vermuten. Da Erstgenanntes im Falle der REM von Letztgenanntem abhängt, beschränkt sich die Detailsuche auf Gl. (3.30). Hier fällt der Fokus auf das Kreuzprodukt aus \vec{r}_i und \vec{d} , in welches Informationen über die Raumkoordinaten der Kontrollpunkte unmittelbar eingehen. Abbildung 3.21a stützt die Vermutung, weil sich mit a_{55} und a_{66} nur die Elemente ändern, bei denen die x-Komponente in der Differenz des Kreuzprodukts berücksichtigt wird.

Die eigentlichen Ergebnisse sind mit der Form des UWGs zu begründen. Das die Bewegungsabläufe stabilisierende Heckleitwerk stellt hierbei genauso eine Ansammlung an

Material bzw. Information dar, wie es auf die Flügel zutrifft. Letztere sind hauptsächlich für die asymmetrischen Kurvenverläufe in Abb. 3.21 und 3.22 verantwortlich, weil sich bei einer positiven Verschiebung um Δx der Abstand der Kontrollpunkte auf den Flügeln gegenüber O_b verringert, welches sich letztlich im Kreuzprodukt widerspiegelt.

Interessanterweise besitzt ${}^b a_{26}$ in Abb. 3.22a mit linearer Abhängigkeit zu Δx bevorzugt einen negativen Wert, was für eine Trägheitseigenschaft sehr ungewöhnlich erscheint. Zurückzuführen ist dies aber gemäß vorheriger Erläuterung allein auf die geometrischen Randbedingungen. Nichtsdestotrotz ist ein Schneiden der Abszissenachse festzustellen, während die zugehörigen Trägheitszahlen in Abb. 3.22b asymptotisch gegen die Ordinate verlaufen.

3.5. Einflüsse von Wellen und Strömungen

Die vorliegende Arbeit will sich auf quantifizierbare Unsicherheiten konzentrieren. Es wäre aber zwecks Gewinn zusätzlicher Systemkenntnisse fahrlässig, wahrscheinlich eintretende Störungen zu ignorieren. Dafür ist sich bewusst zu machen, dass gemäß der ISO 19901 [3.32] statistische Daten zum räumlichen wie zeitlichen Auftreten von Wellen für die meisten Regionen entweder sehr selten sind oder gar nicht existieren. Deswegen müssen bspw. im Vorfeld von Explorationen sehr zeit- und kostenaufwendige Messkampagnen unternommen werden. Doch selbst diese können nur einen kleinen Teil zum Gesamtbild beitragen und so bleibt das Einsetzen der 10-, 50- oder 100-Jahresereignisse oftmals Wahrscheinlichkeitsprognosen überlassen. Aus diesem Grund erscheint es zweckmäßig, sich zuerst mit der Frage auseinanderzusetzen, ab wann und bis wohin Wellen überhaupt einen zu berücksichtigenden Einfluss auf UUVs besitzen.

Als Ausgangsgleichungen stehen dafür die Formulierungen verschiedener Wellentheorien zur Verfügung, die in Abschnitt B.3 zusammengetragen sind. Beschränkt wurde sich dabei auf die lineare Wellentheorie nach Airy-Laplace und die der zweiten Ordnung nach Stokes. Erstere kann außerdem für Tiefwasser weiter vereinfacht werden. Das stellt für Aufgabenstellungen im Offshore-Bereich eine gängige Vereinfachung dar, weil die Wassertiefen $d(\mathbf{z})$ mögliche Wellenlängen L um ein Vielfaches übertreffen. Da nur die Maxima der jeweiligen kinetischen Größen gesucht sind, können diese auf die Wellenerhebung ζ_a normiert und wie in Abb. 3.23 durch Konturdiagramme dargestellt werden.

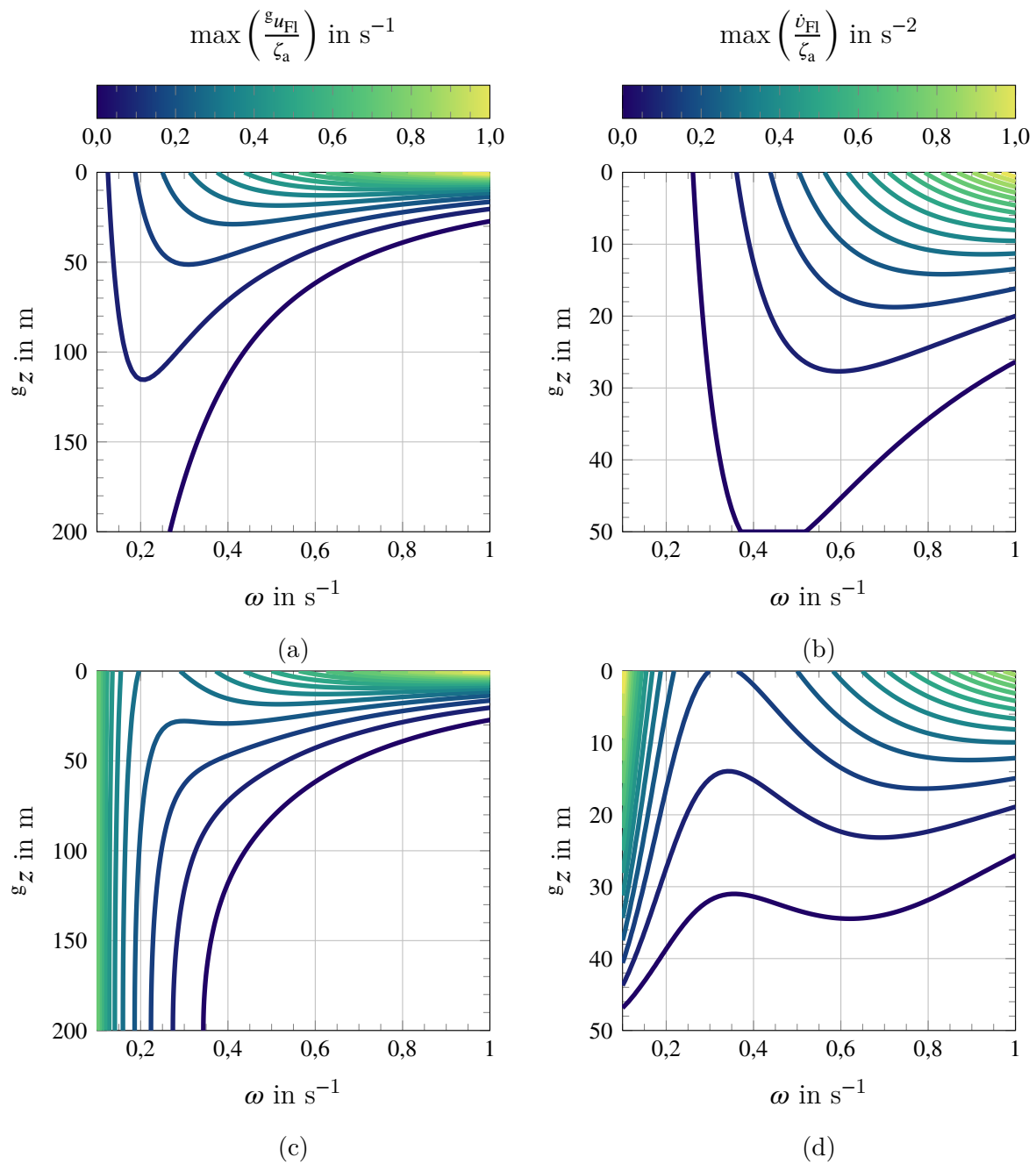


Abbildung 3.23.: Konturdiagramme der maximalen, horizontalen Geschwindigkeit (links) und vertikalen Beschleunigung (rechts) eines Fluidpartikels in einer Welle nach den Theorien von Airy-Laplace für Tiefwasser (a) & (b) und Stokes (c) & (d) normiert auf die Wellenerhebung ζ_a (hier z.B. mit $\zeta_a = 2$ m angesetzt)

Obwohl die zweite Reihe mit Bezug auf Stokes weiterhin eine direkte Abhängigkeit

zu ζ_a besitzt, erlauben die Graphen wenigstens eine pauschale Aussage: bei $d > 50$ m sind die Auswirkungen von Wellen mit $\omega > 0,50 \text{ s}^{-1}$ vernachlässigbar klein. Für den Fall einer Einsattiefe von weniger als 10 m ist hingegen speziell für sehr kurze Wellen mit zugehörigen Wellenperioden $T = \frac{2\pi}{\omega}$ eine beachtliche Beeinträchtigung möglich. Eine Entscheidung inwiefern und in welchem Maße das Berücksichtigung im Regelprozess findet, ist nur mit dem Wissen über die beabsichtigte Betriebsgeschwindigkeit des UUVs zu fällen. Bei langen Wellen mit $\omega < 0,30 \text{ s}^{-1}$ zeigt sich andererseits die Notwendigkeit eine Theorie höherer Ordnung als Kontrolle heranzuziehen. In jedem Fall obliegt es dem Ingenieur, inwieweit die Fluidbeschleunigung zur Bestimmung der nach Gl. (2.65) auf Seite 44 definierten Froude-Krylov-Kraft in die Systembeschreibung mit eingeht.

Als nächstes ist sich dem Fakt zu stellen, dass Unterwasserkörper im Realen keiner zweidimensionalen Einzelwelle ausgesetzt sind, sondern einem dreidimensionalen Seegang. Dieser stellt eine chaotische Mischung von Wellenlängen, -höhen und -richtungen dar. Er wird durch die signifikante Wellenhöhe H_s und gemittelte Wellenperiode T_1 charakterisiert sowie durch ein Spektrum $S_{ZZ}(\omega)$ repräsentiert. Darin sind H_s , T_1 , ω als Zufallsvariablen zu verstehen und getreu LEWANDOWSKI [3.33] mit Hilfe einer Normalverteilung beschreibbar. Das gleiche Verhalten ist um die Vorzugsrichtung der einlaufenden Wellen zu beobachten, sofern diese nicht infolge einer ausgeprägte Dünen parallel zueinander liegen. An dieser Stelle sei zugunsten der thematischen Schwerpunktsetzung auf eine detailliertere Auseinandersetzung mit der komplexen Thematik „Seegangsspektrum“ verzichtet und stattdessen auf die weiterführende Literatur dieses Kapitels verwiesen. KOSLECK [3.34] zeigte jedoch, dass es möglich ist, in-situ erhobene Messungen zur kurzfristigen Prognose der aus dem Seegang resultierenden Störung zu verwenden. Dies scheint zwecks schneller Datenübertragung allerdings nur für Systeme praktikabel, die wie ROVs und ROTVs eine kabelgestützte Verbindung zu einem Mutterschiff oder einer Messboje verfügen. Für AUVs und UWGs scheint das aufgrund der Limitierung akustischer Kommunikation aktuell außer Frage zu stehen.

Um dennoch einen Mehrwert für die Beschreibung als Unsicherheit zu gewinnen, kann für den Reglerentwurf ein Störgrößengenerator \mathcal{F} modelliert werden, der den stochastischen Charakter des Seegangs $S_{ZZ}(\omega)$ abbildet. Er beschreibt die einzelnen Argumente des Störgrößenvektors \mathbf{z} als jeweilige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Gl. (3.34) demonstriert eine solche Spezifizierung am Beispiel der Wellenerhebung ζ_a . Dafür werden jedoch Kenngrößen benötigt. Die erste findet sich im Erwartungswert μ , dem spektralen Moment 1. Ordnung von $S_{ZZ}(\omega)$, und korreliert gemäß CLAUS ET AL. [3.12, S. 386] sowie LEWANDOWSKI [3.33, S. 181] für die unterschiedlichen Spektren mit T_1 . Als Zweites

ist die quadrierte Standardabweichung σ^2 zu nennen, die als 2. Zentralmoment direkt aus dem gewählten Spektrum ermittelt werden kann.

$$\mathcal{N}(\zeta_a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\zeta_a - \mu_{\zeta_a}}{\sigma^2}\right)^2\right) \quad (3.34)$$

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_{ZZ}(\omega) d\omega \quad (3.35)$$

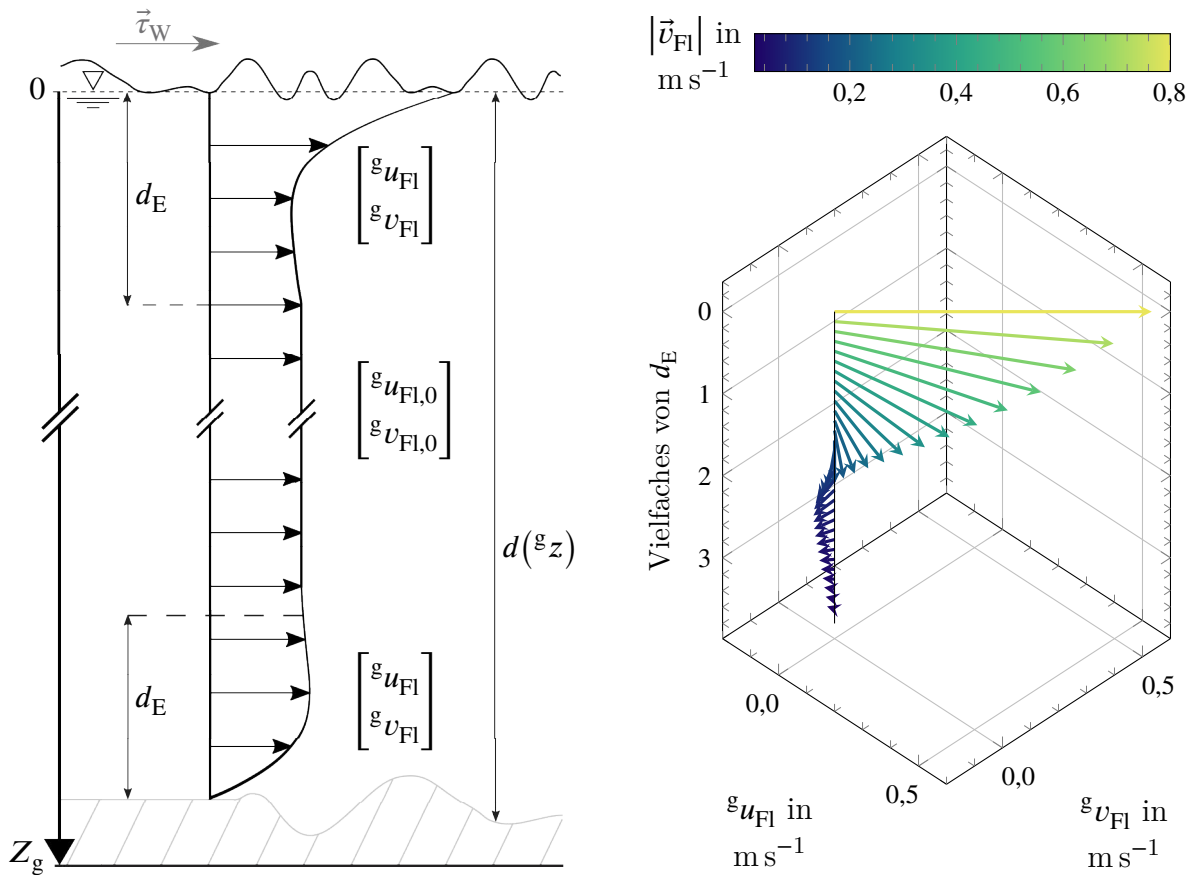
Die Beziehungen erlaubt eine Berücksichtigung von Statistiken und Beobachtungen, wobei zwischen Kurzzeit- und Langzeitstatistiken zu unterscheiden ist. Für ersteres liegt gemäß FALTINSEN [3.35] die Annahme zugrunde, dass H_s und T_1 in einer betrachteten, nicht näher spezifizierten Zeitspanne konstant bleiben. Sie werden vorrangig bei der Untersuchung des Bewegungsverhaltens von dem Seegang ausgesetzten Körpern eingesetzt. Langzeitstatistiken sind hingegen insbesondere bei der Planung und Auslegung von Offshore-Strukturen bedeutend und umfassen nicht selten mehrere Jahrzehnte.

Im Vergleich zu den beschriebenen Wellen sind Strömungen weitaus verlässlicher in ihrem Auftreten und vorhersagbarer hinsichtlich Ort, Richtung und Intensität. Gegenüber den Bewegungsvorgängen von UUVs sind sie deshalb als konstante Störeingriffe zu interpretieren. Die ISO 19901 [3.32, S. 68] gibt an, dass für sie lineare, quadratische oder sprunghafte Profile verwendet werden, um der örtlichen Variation über die Wassersäule Rechnung zu tragen. Das bevorzugte Profil entspricht der Beschreibung einer Grenzschicht nach SCHLICHTING [3.36], vernachlässigt jedoch in dieser Skalengröße die horizontale Ablenkung der Strömung¹⁴. Dessen Ursprung liegt im Gleichgewicht zwischen Reibungs- und Corioliskraft im Fluid. Weil die Annäherung an eine Schichtgrenze die Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit bewirkt, reduziert sich ebenfalls die wirkende Corioliskraft. In Anlehnung an HUCHO [3.37] ist außerdem festzuhalten, dass die resultierende Abnahme und gleichzeitige Richtungsänderung der Strömung innerhalb der Grenzschicht erstmals durch den Physiker V.W. Ekman mathematisch beschrieben wurde.

Das Resultat, welches laut HUANG [3.38, S. 51] nicht nur in der Atmosphäre sondern ebenso in den Ozeanen nachgewiesen wurde, entsteht an jeder Grenze, sofern horizontale Reibungskräfte auftreten. Hierzu zählt gleichermaßen die Meeresoberfläche, wo die durch eine Oberflächenspannung $\vec{\tau}_w$ induzierte Windreibung in das angesprochene Kräftegleichgewicht mit einzubeziehen ist. Allerdings muss zwischen den einzelnen Grenzen anhand der dortigen Randbedingungen differenziert werden. Sie führen zu dem in

¹⁴Sie ist auf der nördlichen Halbkugel im und auf der südlichen entgegen dem Uhrzeigersinn drehend.

Abb. 3.24a dargestellten Profilverlauf über die Wassersäule. Angenommen wird dafür einerseits das Fehlen eines horizontalen Gradienten und zeitlicher Variationen in der Strömung ${}^{\xi}\vec{v}_{\text{Fl}} = {}^{\xi}\begin{bmatrix} u_{\text{Fl}} & v_{\text{Fl}} & 0 \end{bmatrix}^{\text{T}}$. Andererseits soll die Beziehung $d \gg d_{\text{E}}$ gelten, wobei d_{E} die sogenannte Ekman-Tiefe¹⁵ gemäß Gl. (3.36) beschreibt. Wo die in der Wassersäule entstehenden Effekte an der freien Oberfläche vielfach durch Wellen überlagert werden, treten sie über dem Meeresboden genauso wie unter einer geschlossenen Eisschicht ungestört auf. Beide Regionen stellen, als potentielle Einsatzgebiete für UUVs, jedoch sehr hohe Anforderungen an deren Positionsgenauigkeit. Eine Berücksichtigung der erläuterten Ablenkung ist deshalb als Gewinn zum Systemwissen zu sehen.



(a) Schematische Darstellung über die homogene Wassersäule

(b) Spirale unterhalb der Meeresoberfläche für ${}^{\xi}\vec{v}_{\text{W}} = \begin{bmatrix} 0 & 20 & 0 \end{bmatrix}^{\text{T}} \text{ m s}^{-1}$

Abbildung 3.24.: Visualisierung der Ekman-Schichten (a) und einer beispielhaften Ekman-Spirale (b)

Das als Ekman-Spirale benannte Phänomen ist mit Verweis auf die vereinfachte, loga-

¹⁵Obwohl die Bezeichnung „Ekman-Länge“ zutreffender wäre, wird am historischen Begriff festgehalten.

rithmische Darstellung in Abb. 3.24b skizziert. Zu ihrer Berechnung dient zunächst ${}^{\mathcal{E}}\vec{v}_{\text{Fl}}$ als Ausgangsvariable. Bei einer Messung im realen Einsatzfall wäre auf den ausreichend großen Abstand zur Schichtgrenze zu achten. Hierzu kann als Indikator die Ekman-Tiefe herangezogen werden. Sie wiederum variiert über den Coriolis-Faktor f_{Cor} mit dem Breitengrad ϕ_{Lat} und ist abhängig von der Wirbelviskosität ν_t . Zur deren Angabe wiederum existieren in der numerischen Strömungsmechanik verschiedene Turbulenzmodelle¹⁶. Zugunsten einer Demonstration wird hier jedoch auf einen Wert von $\nu_t = 0,01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aus POND & PICKARD [3.39] zurückgegriffen. Daneben gibt die INTERNATIONAL ASSOCIATION OF GEODESY [3.40] eine standardisierte Winkelgeschwindigkeit der Erde mit $\omega_E = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ an.

$$d_E = \sqrt{\frac{2 \nu_t}{f_{\text{Cor}}}} \quad \text{mit } f_{\text{Cor}} = |2 \omega_E \sin(\phi_{\text{lat}})| \quad (3.36)$$

Um die resultierende Strömung in einer unteren und oberen Schicht angeben zu können, werden als Erstes mit Gl. (3.37) die zwei Hilfsvariablen ${}^{\mathcal{E}}z_B$ und ${}^{\mathcal{E}}z_T$ eingeführt. Sie erlauben die Angabe der gesuchten Variablen in einem gemeinsamen, globalen Koordinatensystem CS_g . Als nächstes wird in Nähe der Meeresoberfläche eine Bezifferung von $\vec{\tau}_W$ benötigt. Dazu wird in Anlehnung an Gl. (3.2) unter Verwendung der Luftdichte ρ_A Gl. (3.38) formuliert, wobei die Richtungstreue der Windgeschwindigkeit \vec{v}_W bestehen bleibt. Der darin verwendete Widerstandsbeiwert c_D schwankt je nach Literaturquelle und soll hier auf 0,00 festgesetzt sein. Als Letztes wurden die aus CUSHMAN-ROISIN & BECKERS [3.41] stammenden Gleichungen (3.39) und (3.40) für die Dissertationsschrift in eine Matrizenschreibweise überführt. Zuletzt steuert der Faktor f_{HS} die Spezifizierung der betrachteten Erdhalbkugel für die weiteren Gleichungen und definiert dadurch maßgeblich die Richtung der Auslenkung.

$${}^{\mathcal{E}}z_B = \frac{d({}^{\mathcal{E}}z) - {}^{\mathcal{E}}z}{d_E} \quad {}^{\mathcal{E}}z_T = \frac{-{}^{\mathcal{E}}z}{d_E} \quad (3.37)$$

$$\begin{bmatrix} \tau_{Wx} \\ \tau_{Wy} \end{bmatrix} = \rho_A c_D \begin{bmatrix} {}^{\mathcal{E}}u_W & \\ & {}^{\mathcal{E}}v_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} |{}^{\mathcal{E}}u_W| \\ |{}^{\mathcal{E}}v_W| \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

$$\begin{bmatrix} {}^{\mathcal{E}}u_{\text{Fl}}({}^{\mathcal{E}}z_B) \\ {}^{\mathcal{E}}v_{\text{Fl}}({}^{\mathcal{E}}z_B) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {}^{\mathcal{E}}u_{\text{Fl},0} \\ {}^{\mathcal{E}}v_{\text{Fl},0} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} {}^{\mathcal{E}}u_{\text{Fl},0} & {}^{\mathcal{E}}v_{\text{Fl},0} \\ {}^{\mathcal{E}}v_{\text{Fl},0} & -{}^{\mathcal{E}}u_{\text{Fl},0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos({}^{\mathcal{E}}z_B) \\ f_{\text{HS}} \sin({}^{\mathcal{E}}z_B) \end{bmatrix} \exp(-{}^{\mathcal{E}}z_B) \quad (3.39)$$

¹⁶Zu nennen sind u.a.: das k - ϵ -, k - ω - sowie das SST-Modell.

$$\begin{bmatrix} {}^g u_{\text{Fl}}({}^g z_T) \\ {}^g v_{\text{Fl}}({}^g z_T) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {}^g u_{\text{Fl},0} \\ {}^g v_{\text{Fl},0} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} f_{\text{HS}} \tau_{\text{Wx}} & -\tau_{\text{Wy}} \\ \tau_{\text{Wy}} & \tau_{\text{Wx}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left({}^g z_T - \frac{\pi}{4}\right) \\ \sin\left({}^g z_T - \frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} \frac{\sqrt{2} \exp({}^g z_T)}{\rho_{\text{Fl}} d_E f_{\text{Cor}}} \quad (3.40)$$

$$f_{\text{HS}} = \begin{cases} 1 & \text{falls } \phi_{\text{lat}} < 0^\circ \\ -1 & \text{falls } \phi_{\text{lat}} \geq 0^\circ \end{cases} \quad (3.41)$$

Als Ergebnis stehen die beispielhaft berechneten Polardiagramme aus Abb. 3.25. Ihr Ziel ist primär die Darstellung des tiefenabhängigen Versatzes der Geschwindigkeit innerhalb einer Ekman-Schicht gegenüber gewählten Basisgrößen. Für Abb. 3.25a stellt das die Wind- und für Abb. 3.25b die ungestörte Fluidgeschwindigkeit dar. In beiden Fällen ist vereinfacht die Konstante von $\frac{\pi}{4}$ anhand des Auslenkwinkels κ_C identifizierbar.

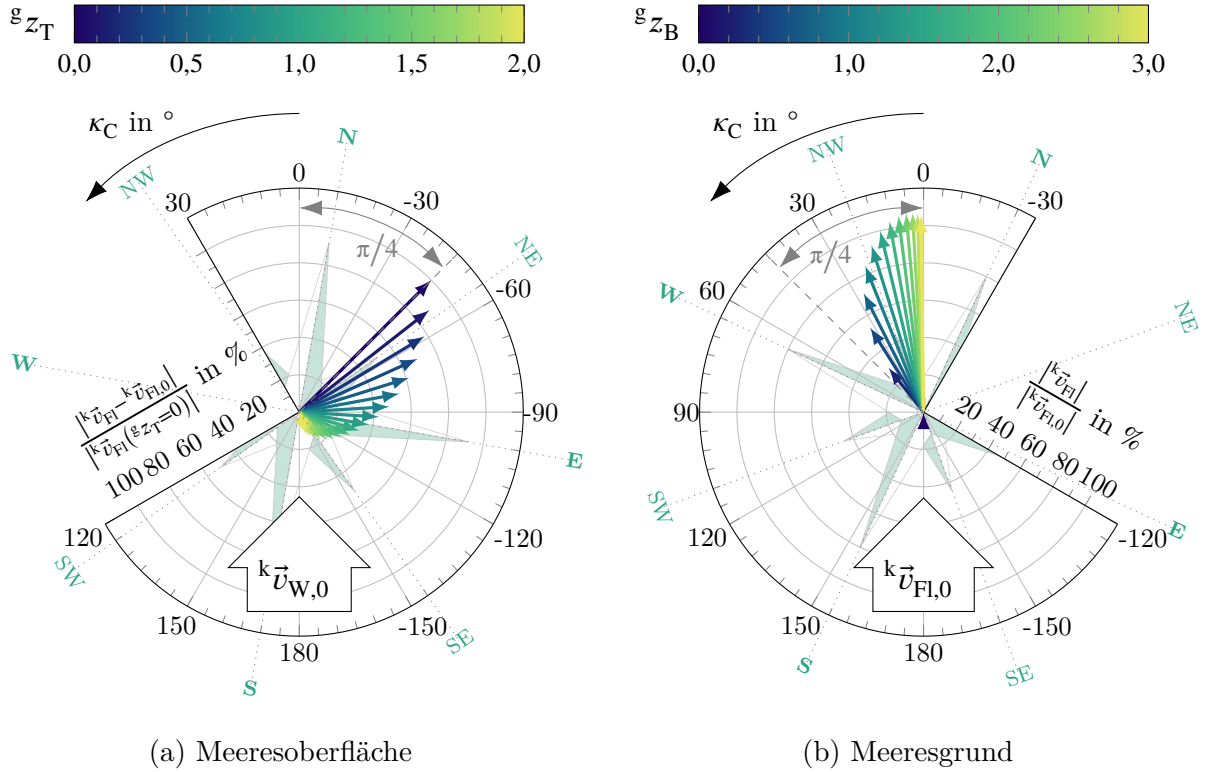


Abbildung 3.25.: Einfluss der oberen (a) und unteren Ekman-Schicht (b) auf die relative Fluidgeschwindigkeit in CS_k mit Bezug auf die relativen Wirtiefen bei zufälliger Orientierung von CS_g (Anzeige mit der hinterlegten Kompassrose) auf der Nordhalbkugel ($\phi_{\text{lat}} = 30^\circ$, $k u_{\text{Fl}} = 1 \text{ m s}^{-1}$, $k u_{\text{W},0} = 20 \text{ m s}^{-1}$)

Für die vorangegangene Betrachtung wurden stillschweigend weitere Vereinfachungen

vorgenommen. Zum einen wird eine homogene Dichteverteilung angenommen, wodurch ν_t über die Wassersäule konstant ist. Abschnitt 3.2 verdeutlichte bereits, dass einige Faktoren in der Realität gegen diese Annahme sprechen. Während HUANG [3.38, S. 51] die Komplexität eines geschichteten Aufbaus bekräftigt, führen MAULIK & SAN [3.42] die Auswirkungen der Normalverteilung von ν_t in einer Horizontalebene vor. Zum anderen wurde in Gl. (3.40) darauf verzichtet, die dritte Komponente w_{Fl} zu berücksichtigen. Sofern eine Strömung nicht mehr stetig und horizontal gleichförmig ist, setzen das sogenannte Ekman-Pumpen oder der Ekman-Sog ein. Sie wiederum verursachen das Entstehen einer Vertikalkomponente und korrelieren jeweils mit dem Absinken bzw. Aufsteigen des Fluides. Zuletzt wurde gänzlich darauf verzichtet bei gleichzeitigem Auftreten von Wellen und Strömungen ihre Überlagerung zu untersuchen. Die ISO 19901 [3.32] vermerkt hierfür verallgemeinernd aufgrund der lokalen Wellenerhöhung eine Streckung bzw. Stauchung des Strömungsprofils.

3.6. Parameterbeurteilung für verschiedene UUVs

Auf Grundlage der vorgestellten Zusammenhänge sowie der diskutierten Fallbeispiele erfolgt für deren Erörterung abschließend eine belastbare Einschätzung der einzelnen Parameter und ihrer Bedeutung bei der Auslegung von AUOs. Eine solche ist mit Tabelle 3.1 für derzeitige teil- oder vollautonome UUVs zusammengestellt. Allerdings muss im gleichen Maße die Relativität der damit verbundenen Aussagen betont werden. Beispielsweise reduziert sich die Bedeutung von Beschleunigungseffekten in Verbindung mit der hydrodynamischen Trägheit, sofern die Geschwindigkeitsänderungen eines ROVs im Vergleich zu seiner Geschwindigkeit gering sind.

Tabelle 3.1.: Einschätzung der Bedeutsamkeit von Unsicherheiten für Parameter verschiedener UUVs in unterschiedlichen Einsatzszenarien (Empfehlung)

<i>Parameter</i>	<i>Einsatzgebiet</i>	<i>Bedeutungseinschätzung</i>			
		<i>AUV</i>	<i>Gleiter</i>	<i>ROV</i>	<i>ROTV</i>
Fluidichte	nahe Wasseroberfläche	x	xxx	x	x
	entfernt von Grenzflächen	x	xx	x	x

Legende: xxx (hoch), xx (mittel), x (gering), - (kein Einsatz abzusehen)

<i>Parameter</i>	<i>Einsatzgebiet</i>	<i>Bedeutungseinschätzung</i>			
		<i>AUV</i>	<i>Gleiter</i>	<i>ROV</i>	<i>ROTV</i>
Hydrodynamik	nahe Meeresgrund	x	xxx	x	x
	nahe Hydrothermalquellen	xxx	-	xxx	-
	nahe Wasseroberfläche	xxx	x	xxx	xx
	entfernt von Grenzflächen	xx	xxx	xx	xx
	nahe Meeresgrund	xx	x	xxx	xx
Hydroträghheit ¹⁷	nahe Wasseroberfläche	xx	xx	xx	xx
	entfernt von Grenzflächen	x	x	xx	xx
	nahe Meeresgrund	x	xx	xx	xxx
Fluidbewegung (nur Welle)	nahe Wasseroberfläche	xxx	xxx	xxx	xxx
	entfernt von Grenzflächen	x	x	x	x
	nahe Meeresgrund	x	x	x	x
Fluidbewegung (nur Strömung)	nahe Wasseroberfläche	xx	x	xx	xx
	entfernt von Grenzflächen	x	x	x	x
	nahe Meeresgrund	xx	x	xx	xx

Legende: xxx (hoch), xx (mittel), x (gering), - (kein Einsatz abzusehen)

¹⁷Hier als eine Verallgemeinerung für die hydrodynamische Massen- und Momententrägheiten zu sehen.

KAPITEL 4

DREIDIMENSIONALE BEWEGUNGSPLANUNG

Bahn- und Bewegungsplanung sind essentielle Bestandteile von Systemen zur Kollisionsvermeidung. Während diese in der Luftfahrt gemäß TROMBETTA [4.1] bereits seit langem erfolgreich ihren Einsatz finden, gelingt dem Automobilbau zufolge der Studie von PADEN ET AL. [4.2] ebenfalls die Integration im Rahmen des autonomen Fahrens. Im Bereich der Robotik gelten effiziente Planungsalgorithmen ohnehin als unumgänglich, wie unter anderem THRUN [4.3] betont. Bahnplanung ist hierbei als die alleinige, geometrische Suche nach dem Weg eines Körpers von der Start- zur Zielposition zu verstehen. Bei der zusätzlichen Berücksichtigung von Ausführungsgeschwindigkeit und eines zeitlichen Bezugs ist laut POPP [4.4, S. 228] von der umfassenderen Bewegungsplanung zu sprechen.

Auf den nachfolgenden Seiten werden die Wirkungsweise und Grundlagen eines Algorithmus vorgestellt, dessen Anfänge KHATIB [4.5] und QUINLAN & KHATIB [4.6] begründeten. Zunächst als ein Bindeglied zwischen der eigentlichen Planung und einer echtzeitfähigen Regelung für Manipulatoren und mobile Roboter entwickelt, zeigte sich spätestens durch FRESE [4.7] die Anwendbarkeit im autonomen Fahrbetrieb. Der Algorithmus wird als »*method of elastic bands*« (MEB) bezeichnet, ist in seiner hier beschriebenen Weiterentwicklung neben Kapitel 3 das Kernelement der Dissertationsschrift und erlaubt eine durchgehend dreidimensionale Bewegungsfindung trotz verschiedenster Voraussetzungen und Gegebenheiten.

4.1. Methode der elastischen Bänder

Gegenstand aller Betrachtungen sollen Unterwasserkörper sein, die über kognitive Eigenschaften verfügen. Sie besitzen damit über Möglichkeiten zur Kommunikation (z.B. »*ultra-short baseline*« (USBL), UC), zur Umgebungswahrnehmung durch Sensoren (z.B.

»*acoustic Doppler current profiler*« (ADCP), CTD-Sonde, Doppler-Log und 3D-Voraus-Sonar) sowie zu einer aktiven Steuerung (z.B. Propeller, variable Anschlagpositionen eines UCs, Höhen- oder anderweitige Ruder).

Ein häufig genutzter Ansatz für eine Bahnplanung ist wie bei LI ET AL. [4.8] die Verwendung von »*artificial potential fields*« (APFs), durch die sich ein Körper bewegt. In derartigen Feldern sind der Potentialtheorie unterworfenen Quellen und Senken definierbar. Erstere können zu vermeidende Hindernisse, Letztere hingegen der Zielpunkt sein. Im Sinne von BRANDT & SATTEL [4.9] repräsentieren die beteiligten Einzelpotentiale induzierende Kräfte, deren abstoßende oder anziehende Wirkungen lokal nicht beschränkt sind. Stattdessen breiten sie sich über den gesamten Raum aus und können zur kollisionsfreien Wegfindung genutzt werden.

Die MEB ist im Zusammenhang nach FRESE [4.7] als eine Evolution eines solchen APF-Verfahrens zu verstehen. Sie dient zur lokalen Bahnanpassung an veränderte Umgebungsbedingungen, weshalb deren initiale Festlegung bereits vorliegen muss. Sie kann einerseits durch ein Aufgaben gerecht werdendes Erstverfahren vorgegeben werden, wie bspw. das durch LI ET AL. [4.10] beschriebene. Andererseits ist im Vorfeld einer ROV-Mission eine Vorgabe manuell durch den Operator an Bord des Mutterschiffs möglich. In jedem Fall ist die Initialplanung zunächst als Zwischenergebnis im Sinne einer »*point to point*« (PTP)-Bewegung zu verstehen.

Ein elastisches Band stellt in diesem Kontext eine diskrete Folge von Knoten dar und ist als die Idee einer Handlungsabfolge zu interpretieren. Die Knotenanzahl N soll konstant sein und jeder einzelne Knoten n_i enthält unter anderem Informationen über die Position \vec{r}_i des Körpers zum Zeitpunkt t_i , wobei für $i = 0, \dots, N$ gilt. Die Abstände l_i zwischen den Knoten sind zu Beginn abschnittsweise äquidistant gewählt (vgl. Abschnitt 4.2.1). In Kombination mit dem idealerweise in Abhängigkeit der Körpergeschwindigkeit gewählten Abtastintervall Δt wird so ein zeitlicher Planungshorizont t_H gemäß Gl. (4.1) überblickt. Als Startzeitpunkt tritt hierbei t_0 auf. Um eine gleichbleibende Ortsauflösung zu erreichen, setzt das eine konstante Geschwindigkeit V_{M0} des Körpers in der Initialplanung voraus.

$$t_H = t_0 + \sum_{i=1}^N \Delta t_i \quad (4.1)$$

Prinzipiell ist die Berücksichtigung einer unbegrenzten Anzahl an Körpern möglich, deren Bewegungen jeweils durch ein individuelles Band abgebildet werden. Ein einzelnes Band ist jedoch genauso verwendbar um Bereiche unterschiedlicher Zielgeschwindigkeiten

oder aufeinander folgender Teilmissionen darzustellen. In jedem Fall ist der Endknoten ${}^b n_N$ des b -ten Bandes gleichzeitig der Startknoten ${}^{b+1} n_0$ seines Nachfolgers. Die vorliegenden Ausführungen konzentrieren sich aber vorwiegend auf ein einziges Band bzw. einen einzelnen Körper, um Verständnis und Zusammenhänge der MEB in den Vordergrund zu stellen. Zunächst sind die Informationen hervorzuheben, die noch vor der Erstplatzierung eines Bandes als bekannt vorge setzt werden:

- Abmessungen des als Band repräsentierten Körpers,
- Topologie relevanter Passagen,
- Ausdehnung und Position von starren Hindernissen,
- Topographie des Meeresbodens,
- Zustandsraummodell \mathbf{x} für Körperkinematik und -dynamik,
- Anfangszustand \mathbf{x}_0 des Körpers zum Zeitpunkt t_0 .

4.2. Modellierung

Das Ziel der MEB ist die Identifizierung von Zielpose \mathbf{p}_i und -bewegungswinder \mathbf{q}_i (vgl. Gl. (2.1)) an jedem beliebigen Knoten \mathbf{n}_i . Sie beschreiben in ihrer Gesamtheit die Grundlage einer »*continuous path*« (CP)-Bewegung. Die zugehörigen Knotenpositionen dienen währenddessen vorrangig als Stützpunkte der dreidimensionalen Raumkurve (vgl. Abschnitt 4.2.2). Gleichzeitig können sie in den Gleichungen (4.2) und (4.3) unter Einbindung der Informationen des Vorgängerknotens \mathbf{n}_{i-1} sowie der Zeitschrittweite zur Bestimmung der diskreten Translations- (\vec{v}_i) und Momentangeschwindigkeit (V_{Mi}) genutzt werden.

$$\vec{v}_i = \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_{i-1}}{\Delta t} \quad (4.2)$$

$$V_{Mi} = |\vec{v}_i| \equiv \frac{l_i}{\Delta t} \quad (4.3)$$

Zur vollständigen Beschreibung der Kurve in CS_g sind Informationen über deren Orientierung nötig. Dazu wird auf die in Tabelle 2.2 (Seite 18) eingeführten Größen von Bahnazimut χ_i und -neigungswinkel γ_i zurückgegriffen (vgl. Abb. 2.2, Seite 16). Unter der Annahme, dass der Körper exakt der Bahnkurve folgt, sind diese identisch mit Gier- (ψ_i) sowie Nickwinkel (θ_i). Sie können in Abb. 4.1 dargestellt und gemäß BROCKHAUS ET AL. [4.11, S. 212] durch die Komponenten der Bahngeschwindigkeit ${}^g \vec{v}_{pi} = \begin{bmatrix} u_{pi} & v_{pi} & w_{pi} \end{bmatrix}^T$ nach Gl. (4.4) ermittelt werden. Dadurch entfallen die Winkel als

explizit gesuchte Größen für die Bahnmodellierung, da unter der Planungsvereinfachung eines ruhenden Fluids ${}^g\vec{v}_{pi} = \vec{v}_i$ gilt.

$$\chi_i = \operatorname{atan}\left(\frac{{}^g v_{pi}}{{}^g u_{pi}}\right) \in (-\pi; \pi] \quad \gamma_i = -\operatorname{asin}\left(\frac{{}^g w_{pi}}{|{}^g\vec{v}_{pi}|}\right) \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}] \quad (4.4)$$

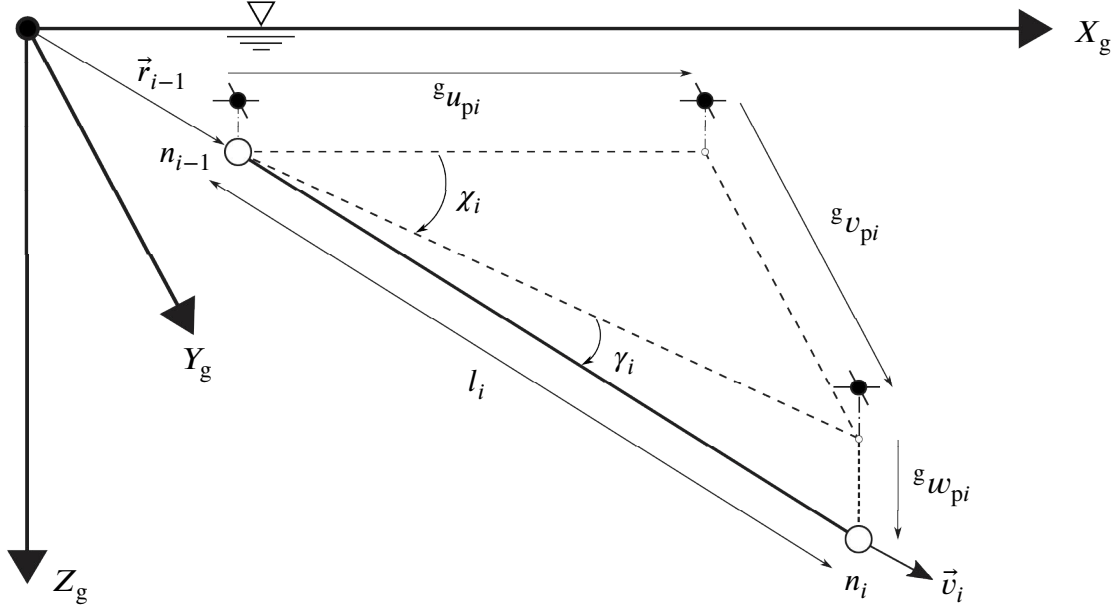


Abbildung 4.1.: Geometrische und kinetische Definitionen für den Knoten n_i mit Bezug auf seinen Vorgänger n_{i-1} im Inertialsystem CS_g

Anders verhält es sich mit dem Bahnhängewinkel γ_p , welcher mit dem Rollwinkel Φ übereinstimmen soll. Er besitzt für die zu berechnenden Transformationen und für die Winkelgeschwindigkeiten eine Bedeutung (vgl. Abschnitt 2.2.2). Gleichzeitig kann γ_p jedoch weder aus geometrischen noch kinematischen oder kinetischen Gegebenheiten ermittelt werden. Zu seiner Modellierung wird daher durch Gl. (4.5) ein proportionaler Zusammenhang zur Änderung des Gierwinkels $\Delta\Psi$ hergestellt. Unter Verwendung eines Steuerkoeffizienten c_Φ wird hiermit für die Rollbewegung das seitliche Ausweichen des Körpers als Bezugsgröße genutzt (Abb. 4.2). Ein maximaler Rollwinkel Φ_{\max} tritt zudem als zu berücksichtigende, kinematische Beschränkung auf. Dessen Wert ist kleiner gleich jenem, der im Vorfeld durch Bewegungssimulationen bestimmt oder auf Grundlage realistischer Planungsanforderungen festgelegt wurde. Mit diesem Modellierungsansatz steht für jeden Knoten die Information über $\vec{\lambda}_i = [g_{\Phi_i} \ \gamma_i \ \chi_i]^T$ zur Verfügung.

$$g_{\Phi_i} = \Phi_{\max} \tanh\left(\frac{\Delta\Psi_i}{c_\Phi}\right) \quad (4.5)$$

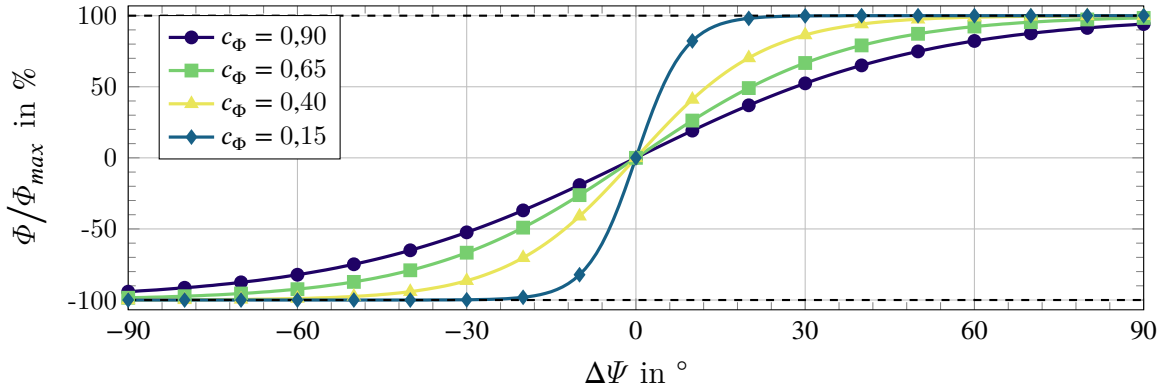


Abbildung 4.2.: Modellierung des Rollwinkels Φ durch die Gewichtungsfunktion g_Φ für verschiedene Steuerkoeffizienten c_Φ

Zur Komplettierung der Informationen für eine Zustandsregelung ist zwecks der Soll-Winkelgeschwindigkeiten ${}^{\mathcal{S}}\vec{\omega}_i$ mit Gl. (4.6) auf das Produkt von Abbildungsmatrix und Winkeländerungen zurückzugreifen (vgl. Gl. (2.9) auf Seite 20). Dabei wird in Ersterer $\vec{\lambda}$ durch $\vec{\lambda}_i$ substituiert.

$${}^{\mathcal{S}}\vec{\omega}_i = {}^{g\lambda}\mathbf{S}_i \left(\vec{\lambda}_i - \vec{\lambda}_{i-1} \right) \frac{1}{\Delta t} \quad (4.6)$$

Der Anfangszustand ist vor diesem Hintergrund als die Gesamtheit der bekannten und notwendigen Bewegungsinformationen im Knoten n_0 zum Zeitpunkt t_0 durch \mathbf{x}_0 gekennzeichnet. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass hier nicht von den Zuständen aus Abschnitt 2.3.2 die Rede ist, sondern sich auf Gl. (4.7) bezogen wird. Sollte die MEB als online-Zweitverfahren auf dem Körper ausgeführt werden, sind jedoch verschiedene Faktoren wie Bandlänge, Berechnungszeit oder Dauer der Kommunikation bzw. Rückgabe von Positionsmessdaten zu beachten. Beim eigentlichen Start des Manövers entspricht \mathbf{x}_0 dann voraussichtlich nicht mehr dem gemessenen Zustand, der den Planungen zugrunde lag. Aus diesem Grund wird im Weiteren von einer offline-Betrachtung ausgegangen.

$$\mathbf{x}_i = \begin{bmatrix} \vec{r}_i \\ \vec{\lambda}_i \\ V_{Mi} \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Als letzte Kenngröße von n_i ist die Summe der an ihm wirkenden, virtuellen Kräfte \vec{F}_i zu nennen (vgl. Abschnitt 4.3). Zu interpretieren sind deren individuellen Anteile

wiederum als die Umsetzung von Absichten sowie festgelegter Anforderungen an die Bewegungsplanung. Sie stellen mathematisch in ihrer ursprünglichen Formulierung die Gradienten der beteiligten Potentialfelder dar, womit die Verbindung zu den APF-Verfahren hergestellt ist. Im Unterschied zu diesen existiert für die MEB dieser Zusammenhang jedoch nicht mehr, weshalb innere Kräfte genutzt werden können, um eine Bandverformung durch die realisierbare Körperdynamik einzuschränken¹.

4.2.1. Beschreibung von Missionsrouten

Gemäß seines vorgesehenen Einsatzzwecks soll ein Körper einer Missionsroute in \mathbb{R}^3 folgen. Sie wird im Weiteren als „Route“ abgekürzt, ist das Ergebnis einer Initialplanung vor der Verformung durch die MEB und kann sich aus mehreren Teilmissionen zusammensetzen. Jede von ihnen besteht aus einer endlichen Anzahl an Abschnitten, welche als Passagen P_j ($j = 1, \dots, M$) zu bezeichnen sind. In ihnen liegen mehrere, wenigstens aber immer ein Knoten auf den sie jeweils einen alleinigen Einfluss ausüben. Die Knoten wiederum sind einem Band eineindeutig zuzuordnen. Der Aussetz- (\vec{r}_{P0}) und Bergepunkt (\vec{r}_{PR}) des Körpers markieren den Beginn sowie das Ende einer Mission. Bei deren Ausarbeitung wird ausschließlich das Missionsziel beachtet, wozu bspw. die Verfolgung eines Unterwasserkabels oder die Vermessung des Meeresbodens zu zählen sind.

Weiterhin ist, wie in Abb. 4.3 dargestellt, zwischen Mess- und Manöverpassagen zu unterscheiden. In den Erstgenannten wird die Messaufgabe wahrgenommen, während in den Letzteren bspw. ein Wendemanöver stattfindet, bei dem eine resultierende Körperorientierung eventuelle Toleranzen für Messinstrumente übersteigt. Infolgedessen setzen diese eine Datenerfassung aus oder die ermittelten Daten werden aufgrund dieser Überschreitungen entwertet. In diesen Routenabschnitten sind von vornherein weniger strikte Randbedingungen einzuhalten.

Zugunsten der Lesbarkeit wird nachfolgend, wo immer möglich, auf den direkten Bezug zu einer spezifische Passage verzichtet. Ihre eineindeutige Definition ist jedoch durch

- Anfangspunkt ${}^g\vec{r}_{P(j-1)}$,
- Länge l_{Pj} ,
- Orientierung $\vec{\lambda}_{Pj} = \begin{bmatrix} 0 & \Theta_{Pj} & \psi_{Pj} \end{bmatrix}^T$ gegenüber CS_g ,
- Radius R_{Pj} und
- Anzahl ihrer Unterteilung q_{Pj}

¹z.B. Verhindern einer instantanen 90°-Wende bei gleichbleibender Längsgeschwindigkeit

jederzeit gegeben. Dabei wird auf \mathbf{R}_{P_j} bei der Behandlung einer äußeren Passagenkraft im Detail eingegangen (vgl. Abschnitt 4.3.2). Zwischen den übrigen Größen existieren derweil die in Gleichungen (4.8) und (4.9) für $j = 1, \dots, M$ aufgeführten Zusammenhänge.

$$l_{P_j} = |\vec{r}_{P_j} - \vec{r}_{P_{(j-1)}}| \quad (4.8)$$

$${}^g\vec{r}_{P_j} = {}^g\vec{r}_{P_{(j-1)}} + l_{P_j} \left({}^g\mathbf{R} \left({}^g\psi_{P,Z}, {}^j\theta_{P,Y} \right) {}^j\vec{e}_x \right) \quad (4.9)$$

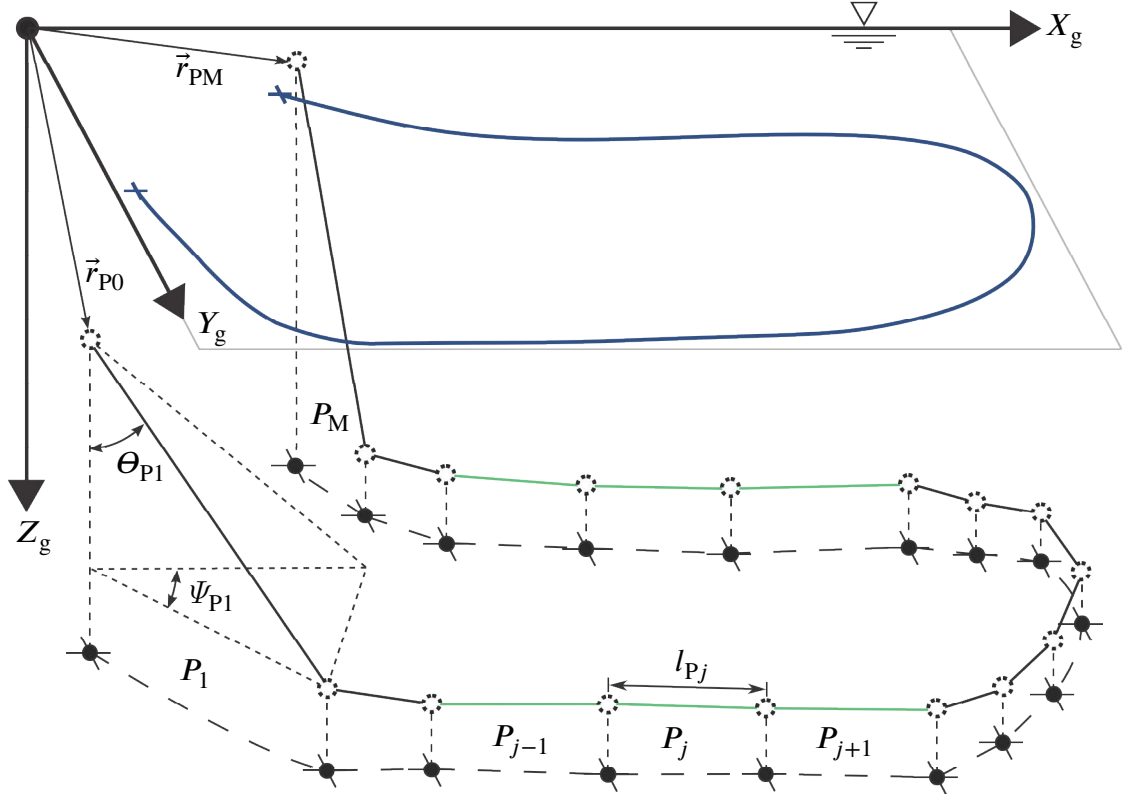


Abbildung 4.3.: Definitionen von Mess- (**grün**) und Manöverpassagen (**schwarz**) gegenüber einer auf die Ruhewasserfläche projizierten Schiffsroute (**blau**)

Die Unterteilungen gelangen Bedeutung für eine einfache Initialisierung der Anwendungsfälle, in denen die Zeitschrittweite Δt der äquidistanten Knotenverteilung untergeordnet wird. Ferner ist es möglich das elastische Band besser den bathymetrischen Gegebenheiten anzupassen. Es ist zweifellos wünschenswert eine größere Anzahl an Knoten in unebenen und eine geringere in weitgehend ebenen Regionen vorzusehen. Die abschnittsweise Variation von q_{P_j} resultiert in verschiedene Abstände und unterschiedliche Zeitschrittweiten Δt_i zwischen den Knoten mehrerer Passagen. Die initiale Plangeschwindigkeit V_{M0} wird aber stets beibehalten.

4.2.2. Interpolationspolynome

Wie bereits ausgeführt, resultiert die MEB in einem diskreten Aufeinanderfolgen der definierten Knoten. Damit liegen die durch sie repräsentierten Informationen gleichermaßen nur inkrementell für eine weitere Verarbeitung oder Nutzung vor. Das würde laut ACKERMANN [4.12] für eine Abtastregelung genügen, weil Vergleichsgrößen infolge eingesetzter Messinstrumente (z.B. USBL und ADCP) ebenfalls nur zu bestimmten Zeitpunkten zur Verfügung stehen. Nichtsdestotrotz ist die prinzipielle Bereitstellung von kontinuierlichen Daten erstrebenswert. Einerseits ermöglichen sie den Einsatz alternativer Regelkonzepte, die für spezielle Anwendungen dank individueller Vorteile besser geeignet sein können. Andererseits wäre, im Zusammenspiel mit Zustandsbeobachtern, das System ebenso zwischen den Messwerten regelbar. Ungeachtet dessen ist aber auf die mit der Interpolation einhergehenden Schwächung der erzielten Ergebnisse hinzuweisen.

Indes demonstriert POPP [4.4, S. 234 ff.] die Überführung von diskreten Punkten in eine kontinuierliche Planung mit Hilfe von Approximationspolynomen $p(t)$. Dabei generiert er eine gesuchte Trajektorie durch die Lösung eines LGSs, in welches die gesetzten Randbedingungen eingehen. Als Gesuchte treten dann die Koeffizienten von p auf. Dadurch ist es bspw. möglich bis einschließlich der 2. Ableitung stetige Funktionsverläufe zu erzeugen. Für gegebene Ortspositionen $\vec{r}(t_i) = \vec{r}_i$ werden dazu sowohl die Komponenten der Geschwindigkeiten $\vec{v}(t_i)$ ebenso wie die der Beschleunigungen $\vec{a}(t_i) = \vec{a}_i$ als weitere Randbedingungen mit in das LGS aufgenommen.

Für die Dissertationsschrift werden allerdings andere Abstraktionsmethoden favorisiert. Die Gründe hierfür sind zum einen das Bestreben die Dreidimensionalität der Vektoren vollständig in den Interpolationsalgorithmus mit einzubeziehen. Zum anderen bestünde der absehbare Aufwand für jeden einzelnen Knoten ein eigenes LGS zu formulieren und zu lösen. Heutige Computergrafik- sowie CAD-Systeme greifen stattdessen auf effizientere Methoden zurück, womit bevorzugende Alternativen zur Verfügung stehen. Als Stichworte sind die durch PATRIKALAKIS & MAEKAWA [4.13] vorgestellten Algorithmen von de Casteljau und De Boor zu nennen. Sie finden ihre Verwendung im Zusammenhang mit 1. Bezier-Kurvenabschnitten, 2. Bezier-Kurven und 3. B-Splines. Für eine Auseinandersetzung mit den unterschiedlichen Eigenschaften und jeweiliger Einsatzzwecke sei an dieser Stelle auf AKENINE-MÖLLER ET AL. [4.14] verwiesen.

Im weiteren Fokus stehen hingegen die weiter generalisierten »*non-uniform rational basis splines*« (NURBSs). Sie können aus einer beliebigen Anzahl an Kurvenabschnitten

zusammengesetzt sein, wobei die Qualität ihrer Übergänge explizit festlegbar ist. Als Nachteil wird oftmals die Notwendigkeit einer einheitlichen Ordnung über alle Segmente angegeben, wie bspw. DODGSON & KOSINKA [4.15] hervorhebt. Da Regelungsverfahren im Allgemeinen aber über die komplette Prozessdauer eine gleichbleibende Informationsdichte benötigen, erscheint dieses vermeintliche Manko als vernachlässigbar. Der aus Sicht des Autors entscheidende Vorteil von NURBSs gegenüber uniformen B-Splines ist die individuelle Gewichtung g ihrer zugrundeliegenden Knoteninformationen. Nicht nur im Sinne der MEB wäre es kontraproduktiv, wenn die Interpolation im Ergebnis statt in einer Entfernung vom Hindernis in einer Annäherung an dieses resultiert. Aus diesem Grund soll ein Knoten mit dem geringsten Abstand die größte Gewichtung besitzen.

Die vorherige Festlegung bedeutet, dass ein Knoten möglichst nahe an seiner durch die MEB ermittelten Position bleiben soll. Umgekehrt werden Knoten mit geringer Gewichtung eine potentielle Verschiebung für einen NURBS ermöglicht. Allerdings unterliegen diese wiederum einem geringeren Kollisionsrisiko. Unter dieser Vereinbarung, soll der bereits bei FRESE [4.7] Verwendung gefundene Algorithmus von De Boor genutzt werden. Bei dessen Berechnung erfolgt gleichzeitig die Ermittlung eines Tangentenvektors, welcher in Konsequenz auf Translationsgeschwindigkeit und Bahnorientierung führt.

4.3. Detailbetrachtung virtueller Kräfte

Formal lassen sich die an einem Knoten angreifenden Kräfte als 1. innere, 2. äußere und 3. kooperative Lasten klassifizieren. Die Erstgenannten wirken allein zwischen zwei benachbarten Knoten der gleichen Passage. Wie im Weiteren zu sehen sein wird, erzwingen sie die Einhaltung kinematischer und dynamischer Beschränkungen. Als die Reaktion zwischen dem Körper und einem realen oder fiktiven Objekt sind hingegen die äußeren Kräfte zu interpretieren. Die Abstoßung der Knoten durch sie führt zu der ursprünglich beabsichtigten Kollisionsvermeidung. Die gleiche Aufgabe besitzt die Einbindung von kooperativen Kräften bei der Betrachtung von zwei oder mehr interagierenden Bändern. Im Gegensatz zu einem bewegten Hindernis besteht hier die Möglichkeit der aktiven Änderung des Bewegungsverhaltens auf beiden Seiten.

Eine Übersicht der virtuellen Kräfte und der durch sie verfolgten Absichten bzw. der damit gestellten Ansprüche an die durchzuführende Bahnanpassung, bietet Tabelle 4.1. Abhängig von der zu erledigenden Aufgabe sollten die Kräfte von Beginn an in geeigneter Gewichtung zueinander stehen. So ist es sinnvoll in einer Messpassage die Anforderungen

durch Longitudinal-, Lateral- und Passagenkraft ähnlich zu priorisieren, während dies in einer Manöverpassage nicht der Fall sein muss.

Tabelle 4.1.: Virtuelle Kräfte und die durch sie repräsentierten Anforderungen an die Bewegungsplanung im Rahmen der MEB

<i>Bezeichnung</i>	<i>Symbol</i>	<i>Anforderung</i>
Longitudinalkraft	\vec{F}_L	Einhalten einer konstanten Längsgeschwindigkeit
Lateralkraft	\vec{F}_S	Bevorzugen der Geradeausfahrt
Hinderniskraft	\vec{F}_O	Vermeiden einer Kollision mit starren Hindernissen
Passagenkraft	\vec{F}_P	Erfüllen von Ausweichtoleranzen
Tiefenkraft	\vec{F}_D	Beibehalten eines gleichbleibenden Bodenabstandes oder einer konstanten Tiefe
Kooperativkraft	\vec{F}_C	Verhindern des gegenseitigen Zusammenstoßes kognitiver Körper

In den folgenden Erklärungen wird auf einen beliebigen Knoten n_i des b -ten Bandes eingegangen. Es ist hervorzuheben, dass für den Startknoten des ersten Bandes 1n_0 keine virtuellen Kräfte berechnet werden. Dieser Knoten ist unveränderlich an die Anfangsposition des Körpers gekoppelt und wird im Sinne einer derzeitigen Position nicht durch das Verfahren verschoben. Für alle eventuell sich anschließenden Nachfolgebänder wird deshalb ${}^{b+1}n_0 = {}^bn_N$ gesetzt und dieser lediglich auf Seiten des Vorgängers in die Berechnungen mit einbezogen.

Zuletzt sei vermerkt, dass alle Kräfte und Positionsvektoren in einem globalen Koordinatensystem CS_g ausgedrückt werden. Bei einer Abweichung von dieser Festlegung wird explizit darauf hingewiesen. Der ansonsten nicht belegte, obere linke Index einer Variable wird stattdessen dann zur Identifizierung des Bandes genutzt.

4.3.1. Innere Kräfte

Longitudinalkraft

Die Longitudinalkraft wirkt zwischen benachbarten Knoten in Richtung ihrer kürzesten Verbindung. Sie sorgt entweder für deren gegenseitige Anziehung oder Abstoßung. Dadurch wird wiederum eine Bewegung mit konstanter Längsgeschwindigkeit bevorzugt.

Die angestrebte Einhaltung der dynamischen Beschränkung, gesetzt durch die maximale Längsbeschleunigung $a_{L\max}$, erzwingt dabei einen glatten Verlauf der Längsbewegung. Bei näherer Betrachtung stellt sich \vec{F}_{Li} als die resultierende Kraft aus den beidseitigen Einzelbelastungen an n_i bezüglich des Vorgängers n_{i-1} und Nachfolgers n_{i+1} dar (Abb. 4.4). Unter der Einschränkung, dass für den Knoten n_N lediglich eine einseitige Belastung auftreten kann, ist Gl. (4.10) zu formulieren.

$$\vec{F}_{Li} = \begin{cases} \vec{f}_{Li} - \vec{f}_{L(i+1)} & \text{für } i = 1, \dots, N-1 \\ \vec{f}_{Li} & \text{für } i = N \end{cases} \quad (4.10)$$

$$\vec{f}_{Li} = g_{Li} \frac{\vec{r}_{i-1} - \vec{r}_i}{l_i} \quad \text{mit } l_i = |\vec{r}_i - \vec{r}_{i-1}| \quad (4.11)$$

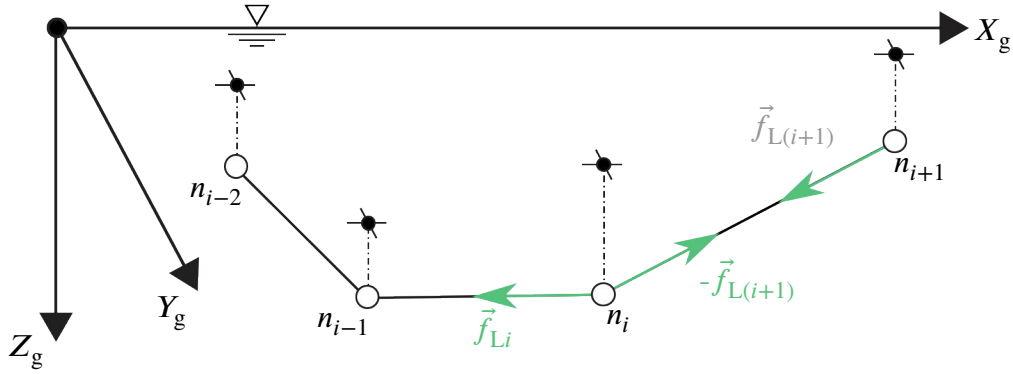


Abbildung 4.4.: Einseitige Longitudinalkräfte \vec{f}_{Li} und $\vec{f}_{L(i+1)}$ am Knoten n_i

Die einseitige, longitudinale Belastung \vec{f}_{Li} wird mit Gl. (4.11) in ihrem Betrag durch die Gewichtung g_{Li} und in ihrer Richtung durch den normierten Ortsvektor zwischen den Knoten angegeben. Hierbei ist Erstere mit Gl. (4.12) in direkter Abhängigkeit der Längsbeschleunigung nach Gl. (4.13) beschrieben. Sie ist auf die lokale Längenänderung des Bandes Δl_i zurückzuführen und ergibt sich aus der Differenz des aktuellen Knotenabstandes gegenüber eines virtuellen. Dieser errechnet sich schließlich aus dem Mittel der Momentangeschwindigkeiten beteiligter Knoten innerhalb des Zeitschritts.

$$g_{Li} = c_{Lj} \sinh \left(\frac{a_{Li}}{a_{Li\max}} \right) \quad (4.12)$$

$$a_{Li} = 2 \frac{\Delta l_i}{\Delta t_i^2} \quad \text{mit } \Delta l_i = l_i - \frac{V_{Mi} + V_{M(i-1)}}{2} \Delta t_i \quad (4.13)$$

Im Falle einer Beschleunigung in Längsrichtung gegenüber n_{i-1} ist $\Delta l_i > 0$ und n_i wird zu seinem Vorgänger zurückgezogen. Gleichermaßen wird n_i von diesem abgestoßen, wenn

eine Bremsverzögerung eingeleitet wird und $\Delta l_i < 0$ gilt. Keine Reaktion tritt hingegen auf, wenn die Geschwindigkeit konstant bleibt und $\Delta l_i = 0$ zutrifft. Gl. (4.12) erlaubt aber selbst dann eine Berechnung von g_{Li} , wenn der Algorithmus einen Knoten infolge der übrigen Lasten derart verschoben hat, dass der erlaubte oder realisierbare Wert von $a_{L\max}$ verletzt wurde. Durch den vorgesetzten Steuerkoeffizienten c_L ist es zudem möglich das Verhalten der Gewichtungsfunktion zu lenken (Abb. 4.5).

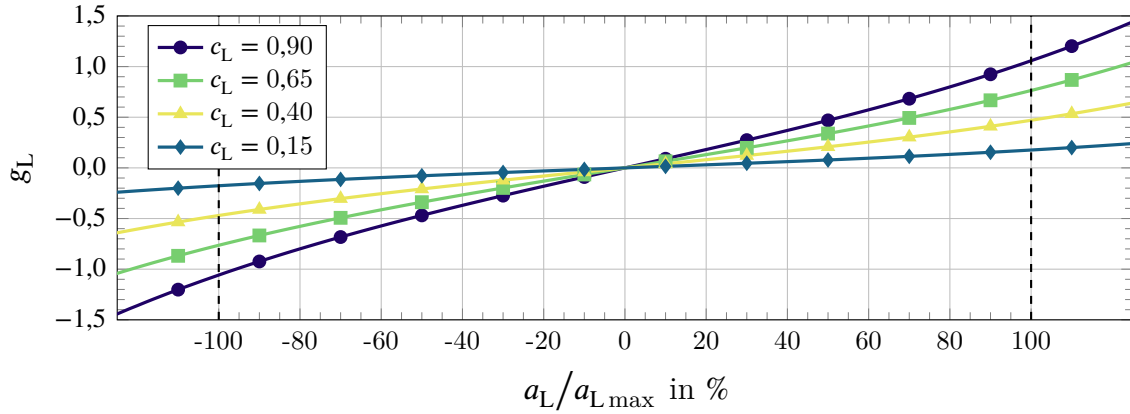


Abbildung 4.5.: Gewichtungsfunktion g_L in Relation zur maximalen Längsbeschleunigung $a_{L\max}$ sowie in Abhängigkeit des Steuerkoeffizienten c_L

Zur Angabe von $a_{Li\max}$ kann in Gl. (4.14) der Betrag des Vektors der festzulegenden, maximal gewollten oder möglichen Längsfahrtgeschwindigkeit $\vec{v}_{L\max}$ des Körpers herangezogen werden. Letztgenannte ergibt sich für ein ROV bspw. als die resultierende Vortriebsgeschwindigkeit, wenn die Antriebe für die jeweiligen Hauptrichtungen von CS_g unter Vollast betrieben werden. Für ein ROTV hängt sie hingegen mit der Schiffsschleppgeschwindigkeit zusammen. Alternative Bezeichnungen der vertikalen Z -Komponente von $\vec{v}_{L\max}$ sind je nach Körperorientierung die Steig- bzw. Sinkgeschwindigkeit.

$$a_{Li\max} = \frac{|\vec{v}_{L\max}|}{\Delta t_i} \quad (4.14)$$

Lateralkraft

Übereinstimmend mit der Longitudinal- stellt die Lateralkraft am Knoten n_i gemäß Gl. (4.15) die Resultierende der Einzellasten zu seinen Nachbarn dar. \vec{F}_{Si} glättet dabei die Bewegungsplanung seitlich zur Fahrtrichtung und setzt die dynamische Beschränkung an

die Querbewegung durch. Weil der so bevorzugte Gleichgewichtszustand die Geradeausfahrt ist, wird erneut die konstante Längsgeschwindigkeit des Körpers begünstigt.

$$\vec{F}_{Si} = \begin{cases} \vec{f}_{Si} - \vec{f}_{S(i+1)} & \text{für } i = 1, \dots, N - 1 \\ \vec{f}_{Si} & \text{für } i = N \end{cases} \quad (4.15)$$

$$\vec{f}_{Si} = g_{Si} \frac{\vec{r}'_i - \vec{r}_i}{l_i} \quad (4.16)$$

$$\vec{r}'_i = \vec{r}_{i-1} + l_i \frac{\vec{v}_{i-1}}{V_{M(i-1)}} \quad (4.17)$$

Die einseitige Belastung \vec{f}_{Si} weist Gl. (4.16) zufolge von n_i zu einem Alternativknoten n'_i . Dessen Position ergibt sich durch das Fortbewegen des Körpers mit \vec{v}_{i-1} , sofern keine Steuerkorrektur zum Zeitpunkt t_{i-1} durchgeführt wird (Abb. 4.6). Darüber hinaus wird in Gl. (4.17) sichergestellt, dass die Beziehung $l_i = l'_i$ gilt. Der Betrag von \vec{f}_{Si} wird durch die Gewichtung g_{Si} nach Gl. (4.18) unter Nutzung eines Steuerkoeffizienten c_S festgelegt. Im Unterschied zur Formulierung von g_{Li} wird hierbei ein Faktor mit der Signumfunktion ergänzt, um die Richtungsabhängigkeit zu gewährleisten. Dadurch entsteht ein symmetrischer Funktionsverlauf gegenüber der Ordinatenachse in Abb. 4.7a, weshalb dort nur der positive Definitionsbereich dargestellt ist.

$$g_{Si} = c_{Sj} \sinh \left(\frac{a_{Si}}{a_{Si \max}} \right) \quad (4.18)$$

Für die auftretende Querbewegung a_{Si} liegt derweil die Annahme zu Grunde, dass der Körper trotz eingeleiteter Richtungsänderung seine Vorwärtsbewegung nicht einstellt. Er gelangt demnach nicht, wie es bei anderen Planungsstrategien vorkommt, kurzfristig zum Stillstand. Stattdessen sollen Aktoren genutzt werden, um das Manöver zeitgleich dazu durchzuführen². Immer ist dabei die gesuchte Variable für die zu approximierende Kurvenfahrt von n_{i-1} nach n_i mit der Zentripetalbeschleunigung identisch. Gemäß DREYER ET AL. [4.16, S. 34] berechnet sich deren skalarer Wert für die ebene und räumliche Bewegung durch Gl. (4.19). Hierfür wird mit R_i der Krümmungsradius des anliegenden Schmiegekreises an n_i eingeführt. Zu dessen Bestimmung wird angenommen, dass n_i , sein Vorgänger n_{i-1} und Nachfolger n_{i+1} eine gemeinsame Raumkurve bilden. Sie ist wiederum als beliebig im Raum liegender Kreis beschreibbar. Unter dieser Voraussetzung bilden die drei Knoten ein Dreieck in der X' - Z' -Schmiegeebene (vgl. Abb. 4.7b)

²z.B.: Höhen- oder Seitenruder bei AUVs, ROTVs und UWGs, Propellerdrehung bei ROVs, u.ä.

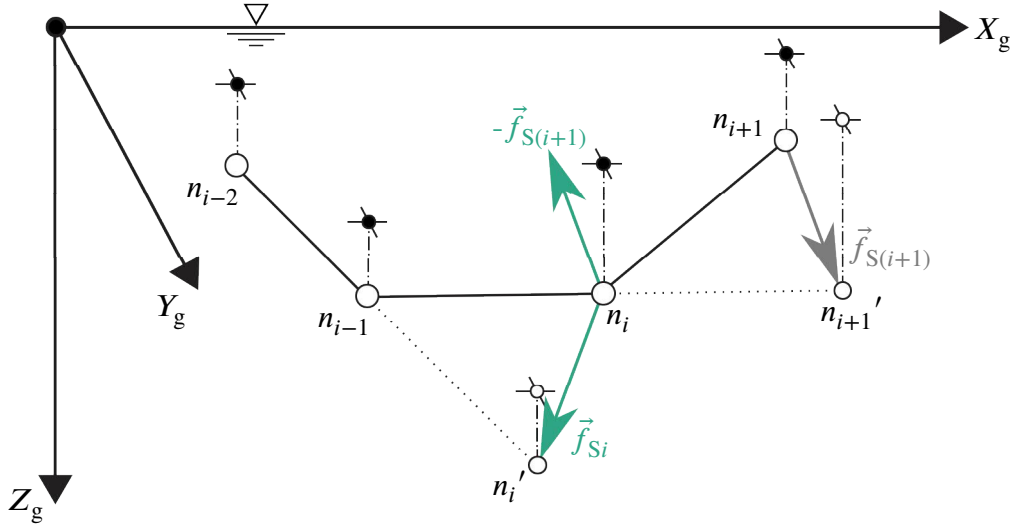


Abbildung 4.6.: Einseitige Lateralkräfte \vec{f}_{Si} und $\vec{f}_{S(i+1)}$ am Knoten n_i

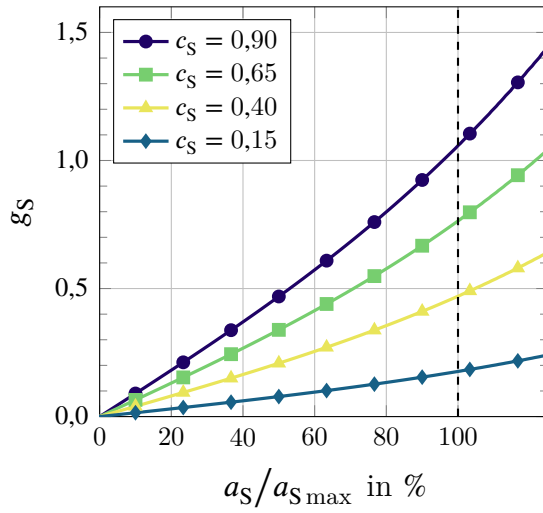
und R_i ist identisch mit dem Radius des Umkreises. Weil bei einem alleinigen Band für $i = N$ jedoch keine drei Positionsinformationen zur Verfügung stehen, wird stattdessen die Festlegung $R_i = R_{(i-1)}$ getroffen.

$$a_{Si} = \frac{1}{R_i} V_{Mi}^2 \quad \text{für } i = 1, \dots, N - 1 \quad (4.19)$$

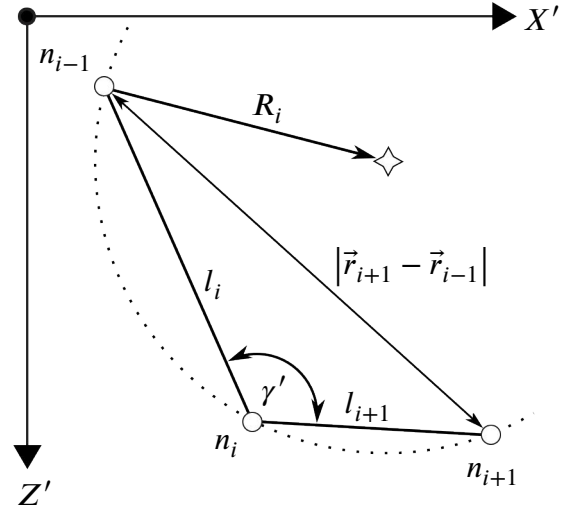
$$\frac{1}{R_i} = \frac{2 \sin(\gamma')}{|\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_{i-1}|} \quad \text{mit } \gamma' = \arccos\left(\frac{l_i^2 + l_{i+1}^2 - |\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_{i-1}|^2}{2 l_i l_{i+1}}\right) \quad (4.20)$$

Die zulässige Querbeschleunigung $a_{S\max}$ ergibt sich mit Gl. (4.21) aus der Überlegung, dass sie dann auftritt, wenn der Körper mit maximaler Längsgeschwindigkeit eine maximale Richtungsänderung ausführt. Sollten dafür Ruder eingesetzt werden, ist deren Mechanik zu berücksichtigen, wobei ein Ruderwinkel nur in seinem bekannten Intervall variieren wird. Als Folge entsteht der kleinstmögliche Krümmungsradius R_{\min} . Vergleichbares kann für ein ROV beobachtet werden, das aufgrund seiner Trägheit und Verstellmechanismen trotz eventuell vorhandenem, drehbarem Propeller einen Wendekreis besitzen wird. Wie bei einem Schiff ist R_{\min} aber von unterschiedlichsten Faktoren abhängig, darunter Umweltbedingungen, Ladungsverteilung, Rumpfbewuchs, Zustand der Antriebsschrauben, u.v.m. Ein Großteil dieser Einflüsse ist ebenso für die Regelung eines Unterwasserkörpers zu berücksichtigen. Allerdings soll R_{\min} für die MEB als bekannte und konstante Größe angesetzt werden.

$$a_{S\max} = \frac{1}{R_{\min}} |\vec{v}_{L\max}|^2 \quad (4.21)$$



(a) Gewichtungsfunktion g_S in Relation zu a_{Smax} sowie in Abhängigkeit von c_S



(b) Definitionen der Kurvenfahrt in der $X'-Z'$ -Schmiegeebene am Knoten n_i

Abbildung 4.7.: Eigenschaften im Zusammenhang mit der Lateralkraft \vec{F}_S

4.3.2. Äußere Kräfte

Hinderniskraft

Zentrale Aufgabe der Bewegungsplanung ist die Betrachtung der Wirkung zwischen einem Körper, welcher in der Lage ist seine Umgebung mittels Sensoren zu erfassen, und bewegten oder stehenden Hindernissen. Die Anzahl dieser potentiell riskanten Objekte O_k soll durch Q quantifiziert und bekannt sein. Deren Lage beschreiben wiederum die jeweiligen Positionsvektoren \vec{r}_k (vgl. Abb. 4.8). Die resultierende Kraft \vec{F}_{O_i} am Knoten n_i stellt sich gemäß Gl. (4.22) aufgrund der Berücksichtigung aller Hindernisse als die Summe der Einzelbelastungen \vec{f}_{O_k} dar. Inwiefern es zweckmäßig ist, tatsächlich alle Objekte zu berücksichtigen, hängt jedoch maßgeblich von der programmtechnische Umsetzung und Zielstellung ab. So erwies es sich bei der hier behandelten offline-Planung günstiger keine Prüfung auf Relevanz durchzuführen. Währenddessen erscheint es jedoch für eine online-Planung unsinnig bereits zurückliegende Hindernisse weiterhin mit einzubeziehen.

$$\vec{F}_{O_i} = \sum_{k=1}^Q \vec{f}_{O_k}(n_i) \quad \text{für } i = 1, \dots, N \quad (4.22)$$

$$\vec{f}_{O_k}(n_i) = g_{Ok} \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_k}{l_{Oik}} \quad \text{mit } l_{Oik} = |\vec{r}_i - \vec{r}_k| \quad (4.23)$$

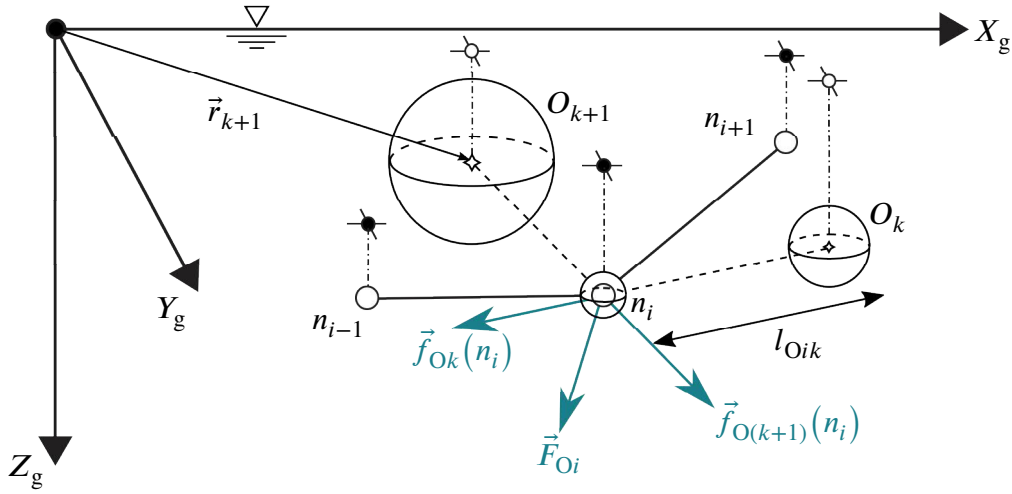


Abbildung 4.8.: Einseitige und resultierende Hinderniskräfte \vec{f}_{O_k} , $\vec{f}_{O_{k+1}}$ sowie \vec{F}_O am Knoten n_i

4

Der weitere Umgang mit Körper und Hindernis geht aus ihrer abstrahierten, kugelförmigen Repräsentation hervor. Sie seien jeweils durch die Radien R_{Rb} und R_O gekennzeichnet. Für Erstgenannten wird die größtmögliche Körperabmessung herangezogen. Bei Letzterem ist hingegen ihre topographische Gestalt bestimmend, wobei kein Unterscheidung zwischen einem natürlich auftretenden oder künstlich geschaffenen Hindernis zu machen ist. Dabei muss die Wahl durch einen Operator oder gleichwertigen Entscheidungsalgorithmus getroffen werden, inwieweit das Hindernis bereits durch eine einzige Kugel in gutem Maße dargestellt wird. Alternativ bietet sich die Platzierung mehrerer Objekte an, um eine geeignete Modellierung der marinen zu erreichen.

Die Einzelbelastung an n_i gegenüber O_k wirkt entlang des normierten Richtungsvektors. Ihr Betrag wird jedoch mit Hilfe der Exponentialfunktion bestimmt, was die dominierende Bedeutung der Kollisionsvermeidung unterstreicht. Dazu basiert der Gewichtungsfaktor g_O auf dem Abstand l_{Oik} und einem effektiv wirkenden Radius R_O' . Der Steuerkoeffizient c_{O_k} ist, je nach vorhandenen Informationen, im Sinne einer Zusatzsicherheit zu wählen. Abbildung 4.9 verdeutlicht dessen Wirkung auf den Funktionsverlauf, wobei $l_{Oik} = R_O'$ auf der Abszissenachse als Berührung der Objekte zu verstehen ist.

$$g_{O_k} = \exp(c_{O_k}(R_{O_k}' - l_{Oik})) \quad \text{mit } R_{O_k}' = R_{Rb} + R_{O_k} \quad (4.24)$$

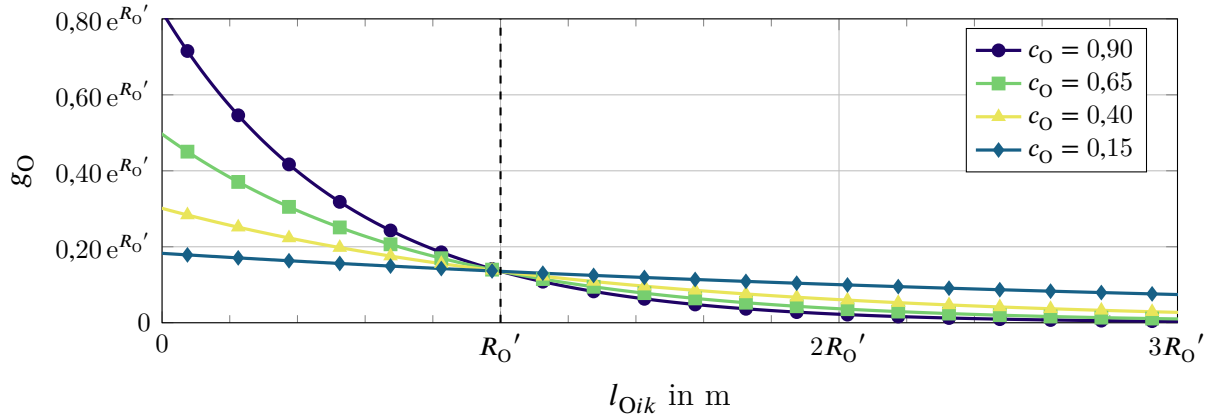


Abbildung 4.9.: Gewichtungsfunktion g_O in Relation zum Hindernisabstand l_{Oik} sowie in Abhängigkeit des Steuerkoeffizienten c_O

Passagenkraft

Bereits aufgrund der inneren Kräfte wird die initiale Planung verändert und der Körper weicht von der ursprünglichen Trajektorie ab. Die Toleranz dieser erlaubten Bewegungsschwankung wird mit Hilfe der Passagenkraft \vec{F}_{Pi} reguliert. Sie wirkt prinzipiell an jedem Knoten n_i in der zugehörigen Passage P_j . Deren X_{Pj} -Achse ist identisch mit der Längsachse eines sie umgebenden Kreiszylinders mit dem Radius R_{Pj} . Der Zylinder stellt dabei den erlaubten Toleranzbereich dar (Abb. 4.10). Der für \vec{F}_{Pi} die Wirkungsrichtung angegebende Vektor \vec{r}_{ij} liegt derweil in einer Querschnittsebene von P_j an der Position $^j x_i$. Er beschreibt den kürzesten Weg einer Rückführung, wobei seine Länge $l_{Pij} = |\vec{r}_{ij}|$ den Abstand des Knotens gegenüber der Zylinderachse bezeichnet. Die Passagenkraft tritt aber gemäß Gl. (4.25) nur dann in Erscheinung, sofern der zugehörige Knoten außerhalb des beschriebenen Toleranzbereichs liegt.

$$\vec{F}_{Pi} = \begin{cases} 0 & \text{falls } l_{Pij} \leq R_{Pj} \\ g_{Pj} \frac{\vec{r}_{ij}}{l_{Pij}} & \text{falls } l_{Pij} > R_{Pj} \end{cases} \quad \text{für } i = 1, \dots, N \quad (4.25)$$

Vergleichbar mit dem vorherigen Abschnitt, wird für die Kraftgewichtung auf einen exponentiellen Anstieg von g_P gesetzt. In welchem Maße dies in Abhängigkeit der gewählten Steuerkoeffizienten c_{Pj} geschieht, ist in Abb. 4.11 illustriert. Zur Ermittlung aller benannten Variablen werden für $i = 1, \dots, N$ und $j = 1, \dots, M$ die nachstehenden Beziehungen aus Gleichungen (4.26) bis (4.28) genutzt. Dazu wird vereinfacht $\vec{r}'_i = \vec{r}_i - \vec{r}_{P(j-1)}$

und $\vec{e}_{x_j} = {}^{\mathfrak{g}j}\mathbf{R} \, {}^j\vec{e}_x$ gesetzt und sich diversen, geometrischen Beziehungen bedient.

$$\vec{r}_{ij} = \vec{r}_{\text{P}(j-1)} + \vec{e}_{x_j} \sqrt{|\vec{r}'_i|^2 - l_{\text{P}ij}^2} - \vec{r}_i \quad (4.26)$$

$$g_{Pj} = \exp \left(\frac{l_{Pij} - R_{Pj}}{1 - c_{Pj}} \right) - 1 \quad (4.27)$$

$$l_{Pi j} = |\vec{r}'_i| \sin(\phi_{Pi}) \quad \text{mit} \quad \sin(\phi_{Pi}) = \frac{|\vec{r}'_i \times \vec{e}_{x_j}|}{|\vec{r}'_i| \cdot |\vec{e}_{x_j}|} \quad (4.28)$$

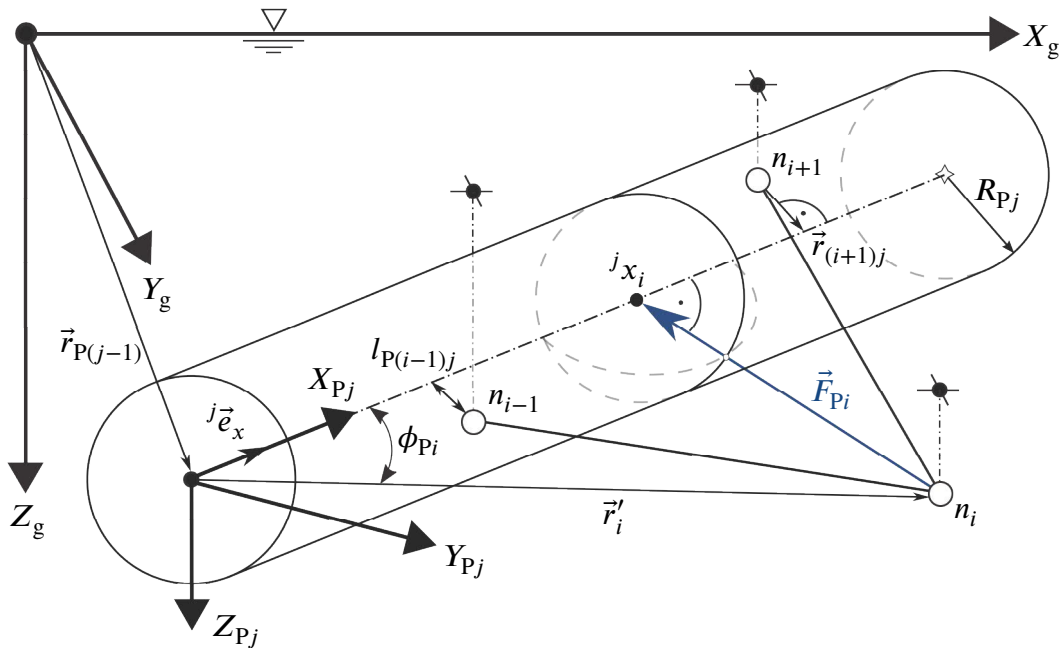


Abbildung 4.10.: Resultierende Kraft $\vec{F}_{\mathbf{p}_i}$ am Knoten n_i in der j -ten Passage sowie die zugehörigen, geometrischen Zusammenhänge

Tiefenkraft

Für spezielle Anwendungsfälle ist die Position eines Unterwasserkörpers gegenüber dem Meeresboden oder der -oberfläche von Bedeutung. Zwei typische Beispiel sind Magnetometer und Argo-Floats. Erstere werden bei Vermessungsarbeiten exemplarisch durch das BUNDESAMT FÜR SEESCHIFFFAHRT UND HYDROGRAPHIE [4.17] vorausgesetzt, wobei insbesondere das Einhalten einen gleichbleibenden Abstandes während der Aufnahmen relevant ist. Bei Letzteren wird hingegen zur Profilierung der Wassersäule, wie unter anderem bei SIIRIÄ ET. AL [4.18] geschehen, das konstante Halten in einer definierten

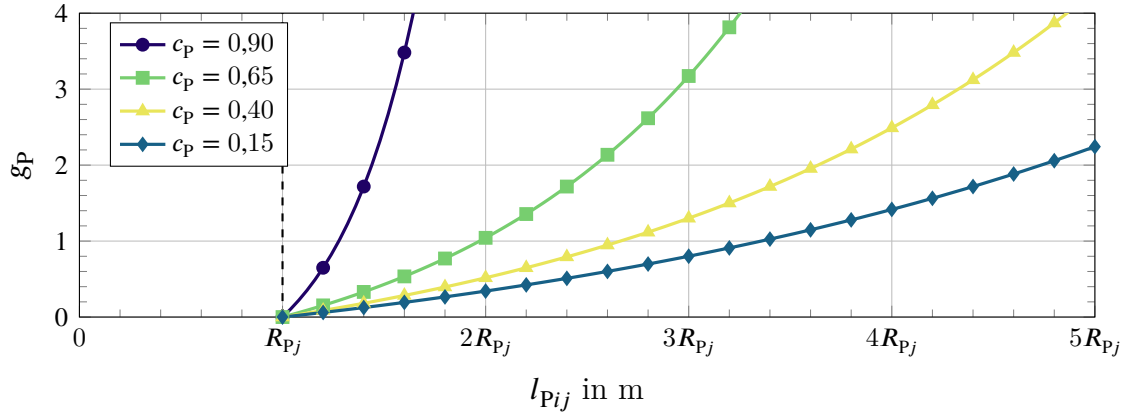


Abbildung 4.11.: Gewichtungsfunktion g_p in Relation zum Toleranzradius R_p der j -ten Passage sowie in Abhängigkeit des Steuerkoeffizienten c_p 2

Tiefe d_{tar} über einen begrenzten Zeitraum angestrebt. Um diese Planungsanforderungen umsetzen zu können, wird die Tiefenkraft \vec{F}_D mit Gl. (4.29) eingeführt. Sie wirkt jederzeit vertikal im globalen Koordinatensystem CS_g , weshalb allein der Betrag über die Gewichtungsfunktion g_D eine Relevanz besitzen.

$$\vec{F}_{Di} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ g_{Di} \end{bmatrix} \quad \text{für } i = 1, \dots, N \quad (4.29)$$

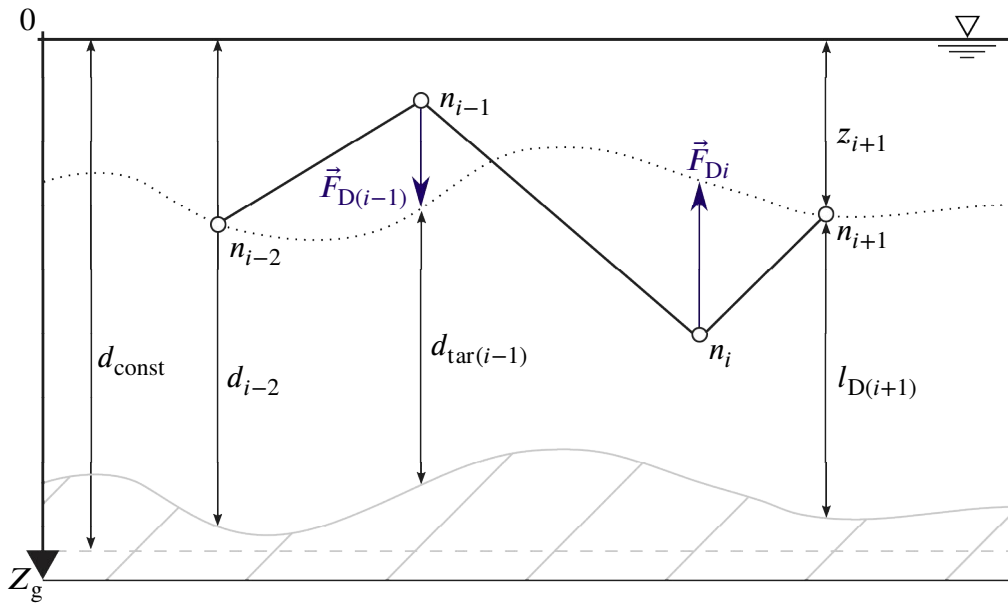


Abbildung 4.12.: Resultierende Tiefenkräfte \vec{F}_{Di} und $\vec{F}_{D(i+1)}$ an den Knoten n_i und n_{i+1}

Ist ein konstanter Abstand zum Meeresboden beabsichtigt, so ist die Wasseroberflä-

che als Bezug aufgrund ständiger Schwankungen des lokalen Wasserstands durch Seegang oder anderer Einflüsse ungeeignet. Stattdessen wird der kartografierte Meeresboden verwendet, dessen Tiefe an der Knotenposition $[\overset{g}{x}_i, \overset{g}{y}_i]$ durch d_i aus bathymetrischen Daten bekannt sein muss (vgl. Abb. 4.12). Der Abstand zum Grund wird mit Hilfe von l_{Di} beziffert. Die Messung der tatsächlichen Tauchtiefe z_i soll hier nicht weiter Gegenstand der Diskussion sein, sondern wird als gegeben vorausgesetzt. Definitionsgemäß besitzt sie aber immer ein positives Vorzeichen.

Es ist zu unterscheiden, ob \vec{F}_{Di} einen Knoten n_i gegenüber dem Meeresboden anzieht ($l_{Di} > d_{tar(i)}$) oder abstößt ($l_{Di} < d_{tar(i)}$). Zu diesem Zweck wird erneut auf eine trigonometrische Funktion als Modellierungsansatz für Gl. (4.30) zurückgegriffen. Der Funktionsverlauf wird dabei allein durch den Steuerkoeffizienten c_{Dj} verändert. Ein großer Wert ist daher als striktere Ausrichtung an d_{tar} zu interpretieren. Für das Halten einer konstanten Tiefe muss bei dieser Formulierung lediglich $d_i = d_{const}$ gesetzt werden, wodurch die Variable unabhängig von der eigentlichen Beschaffenheit des Meeresbodens wird. Für das Abfahren eines vorgegebenen Tiefenprofils, wie es zum Beispiel bei UWGs erforderlich ist, wird hingegen $d_{tar(i)}$ als Funktion ausgedrückt.

$$g_{Di} = \operatorname{asinh} \left(\frac{l_{Di} - d_{tar(i)}}{1 - c_{Dj}} \right) \quad \text{mit } l_{Di} = d_i - z_i \quad (4.30)$$

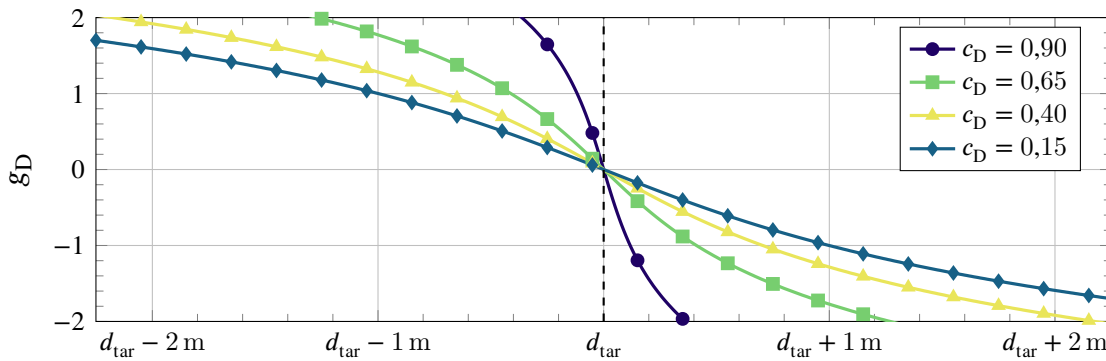


Abbildung 4.13.: Gewichtungsfunktion g_D in Abhängigkeit des Steuerkoeffizienten c_D an der Solltiefe d_{tar}

4.3.3. Kooperative Kräfte

Als verbliebene Anforderung ist die gegenseitige Berücksichtigung von mehreren UUVs zu modellieren. Eine Grundvoraussetzung hierfür ist die Möglichkeit einer Kommunikation

untereinander oder zu mindestens über eine alle Einheiten verwaltende Kerneinheit im Sinne eines Master-Slave-Verfahrens. Weiterhin sind einige Festlegungen zu treffen, um den Teilalgorithmus überschaubar und einfach zu halten.

Bespielhaft wird dazu eine Offshore-Installation betrachtet, die über einen Schwarm an UUVs verfügt. Denkbar wäre deren Einsatz zur ständigen Inspektion und Wartung der stationären Einrichtungen oder bspw. zum Abbau von Manganknollen am Meeresgrund wie ihn MILLER ET AL. [4.19] beschreiben. In jedem Fall richten sie sich nach definierten Initialrouten, welche als feste Verbindungen in einem lokalen Logistiknetz zu verstehen sind. Damit bewegen sich $\mathbf{b} = 1, \dots, V$ Körper grundsätzlich in identischen Passagen. Gleichwohl sind zugehörige Eigenschaften wie Steuerkoeffizienten individuell für die Fahrzeuge setzbar.

Als Unbekannte treten lediglich noch deren kinetischen Eigenschaften sowie ihre Bewegungsrichtungen auf. Erstgenanntes ermöglicht den Einsatz verschiedener UUV-Typen für unterschiedliche Aufgaben bei ihrer gleichzeitigen Einbindung in eine gesamtheitliche Planungsstrategie. Letztgenanntes erlaubt die Unterscheidung zwischen Überhol- und Ausweichmanövern. In jedem Fall wirkt eine nach Gl. (4.31) definierte Kooperationskraft \vec{F}_C als Summe von Einzelkräften \vec{f}_C nach Gl. (4.32) zwischen den beteiligten Körpern. Zu deren Beschreibung wird im Folgenden auf die Wirkung des \mathbf{b} -ten Bandes³ gegenüber dem aktuell zu berechnenden (mit dem Index e versehen) detailliert eingegangen.

$$\vec{F}_{Ci} = \sum_{\mathbf{b} \in V \setminus \{e\}} {}^b \vec{f}_{Ci} \quad \text{für } i = 1, \dots, N \quad (4.31)$$

$$\vec{f}_{Ci} = \begin{cases} g_{Ci} \left(f_b \vec{e}_{y_j} \right) & \text{falls } \vec{e}_{y_j} = {}^b \vec{e}_{y_j} \\ g_{Ci} \vec{e}_{y_j} & \text{falls } \vec{e}_{y_j} = -{}^b \vec{e}_{y_j} \end{cases} \quad \text{mit } \vec{e}_{y_j} = {}^g \mathbf{R}^j \vec{e}_y \quad (4.32)$$

$$f_b = \begin{cases} 1 & \text{falls } V_{Mi} > {}^b V_{Mi} \\ 0 & \text{falls } V_{Mi} = {}^b V_{Mi} \\ -1 & \text{falls } V_{Mi} < {}^b V_{Mi} \end{cases} \quad (4.33)$$

Mit Blick auf die j -te Passage in Abb. 4.14 wirkt in dieser die Kooperationskraft \vec{f}_{Ci} nur für die Knoten \mathbf{n}_i sowie ${}^b \mathbf{n}_i$ und somit immer zu gleichen Zeitpunkten. Für die Richtung wird prinzipiell dem Einheitsvektor ${}^j \vec{e}_y$ des lokalen Koordinatensystems CS_j gefolgt. Dadurch läuft das Kooperationsmanöver in einer Parallelen gegenüber der

³Es ist äquivalent von \mathbf{b} Körpern in einer Passage zu sprechen.

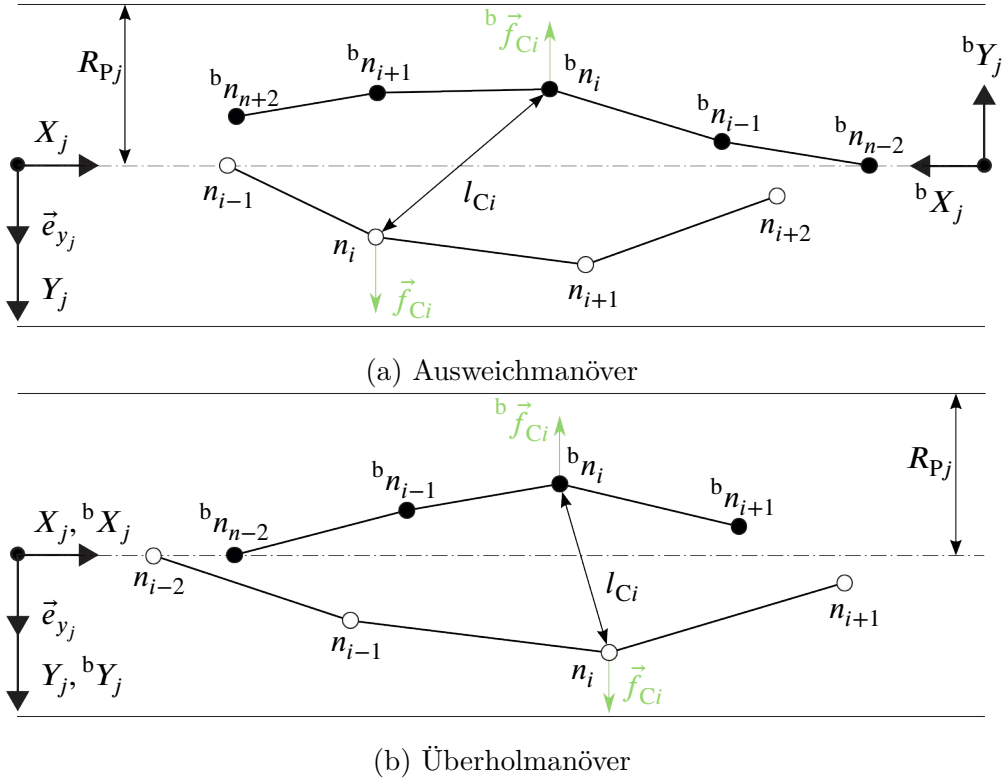


Abbildung 4.14.: Einzelkräfte \vec{f}_{Ci} und ${}^b\vec{f}_{Ci}$ in Kooperationsmanövern am Knoten n_i des aktuell betrachteten und des b -ten Bandes in der Passage P_j

X_j - Y_j -Passagenebene ab. Auf diese Weise wird die äußere Tiefenkraft möglichst geringfügig beeinflusst bzw. ein provoziertes Eingreifen durch sie weitgehend vermieden. Als Letztes ist durch eine Fallunterscheidung sicher zu stellen, dass sich die Körper voneinander abstoßen. Dazu werden die jeweiligen Passagenrichtungen miteinander verglichen, was eine Trennung zwischen Überholen ($\vec{e}_{x_j} = {}^b\vec{e}_{x_j}$) und Ausweichen ($\vec{e}_{x_j} = -{}^b\vec{e}_{x_j}$) erlaubt. Für Erstgenanntes kann anhand der Momentangeschwindigkeit V_M (vgl. Gl. (4.3)) mittels eines Manöverfaktors f_b nach Gl. (4.33) gewährleistet werden, dass trotz gleicher Bewegungsrichtung die resultierenden Kooperationskräfte voneinander wegweisen.

Abschließend sei vermerkt, dass für die in Abb. 4.15 visualisierte Gewichtung g_C die geometrischen Abmessungen beider Körper einfließen. Repräsentiert durch ${}^bR_{Rb}$ und R_{Rb} führen sie im Zusammenspiel zu einem effektiven Radius ${}^bR_{Rb}'$ in Gl. (4.34). Ausschlaggebend für den Wert ist jedoch vorrangig der Abstand l_{Ci} zwischen den Knoten. Dabei hilft die Kosekans hyperbolicus Funktion eine Balance zwischen einem schnellen Abfall für große Distanzen sowie schnellem Anstieg von \vec{f}_{Ci} bei potentiell riskanter Nähe herbeizuführen. Ein weiteres Mal tritt ein Steuerkoeffizient, hier c_C im Detail, als Wahl für

eine zusätzliche Sicherheit auf.

$$g_{Ci} = \left| \operatorname{csch} \left(\frac{l_{Ci} - R_{Rb}'}{c_{Ci}} \right) \right| \quad \begin{array}{l} \text{mit } R_{Rb}' = R_{Rb} + {}^b R_{Rb} \\ \text{und } l_{Ci} = |\vec{r}_i - {}^b \vec{r}_i| \end{array} \quad (4.34)$$

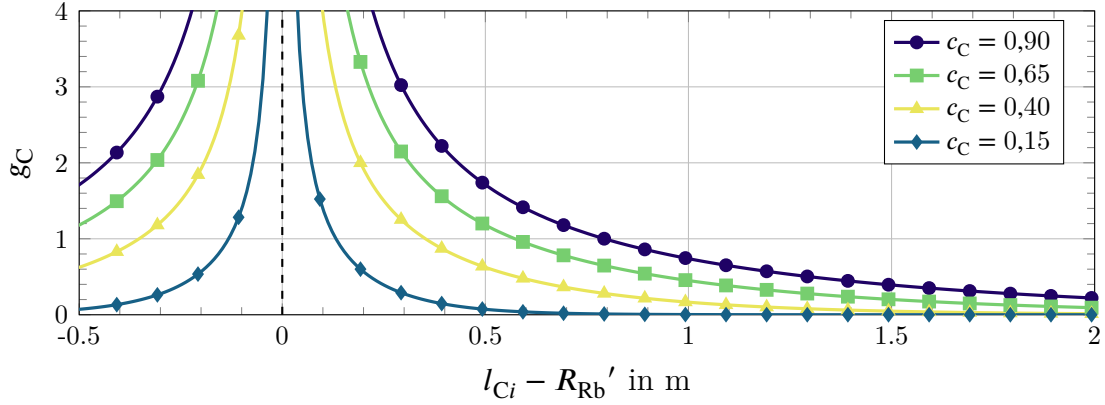


Abbildung 4.15.: Gewichtungsfunktion g_C in Abhängigkeit des Steuerkoeffizienten c_C

4.4. Kräftegleichgewicht

Die Einprägung der beschriebenen Einzelkräfte bewirkt die räumliche Verschiebung jedes Knotens. Um daraus den beabsichtigten Bewegungsplan für einen kognitiven Körper erstellen zu können, ist nach FRESE [4.7] das Kräftegleichgewicht über alle Knoten zu finden. Dies geschieht mit Hilfe einer iterativen Anwendung der virtuellen Kräfte auf das elastische Band. In Konsequenz stellt der Plan einen Kompromiss zwischen den verschiedenen modellierten Aufgaben dar. Es sei jedoch daran erinnert, dass in der Arbeit die MEB als offline-Verfahren verwendet wird. Dadurch bleiben die zugrundeliegenden bathymetrischen Daten während der Ausführung einer Mission unveränderlich. Das trifft selbst dann zu, wenn der Körper über eine adäquate Sensorik verfügen sollte. Unvorhersehbar auftretende Hindernisse oder Situationen können deshalb aktuell nicht berücksichtigt werden. Es obliegt stattdessen alternativen Maßnahmen angemessen zu reagieren. Ebenfalls sei ins Gedächtnis gerufen, dass die notwendige Initialplanung durch einen Operator oder ein Erstverfahren die primäre Problemstellung für das UUV in den Fokus rückt. Die Aufgabe der MEB ist hingegen einzig die Verformung und Berechnung kinetischer Größen, um dabei gleichzeitig die dynamische Beschränkungen des Körpers beim Abfahren der Mission zu beachten. Hierfür bilden die Knotenpositionen $\vec{r}_i^{(0)}$ das geplante Bewegungsverhalten vor der ersten Iterationsschleife $m = 0$ ab.

Zu Beginn besitzen die Knoten identische Abstände zueinander und sind alle innerhalb der vordefinierten Passagen platziert. Infolge einer derartigen Initialisierung verschwinden im ersten Iterationsschritt die longitudinalen Kräfte \vec{F}_L sowie die Passagenkräfte \vec{F}_P . Das kann ebenfalls auf die Tiefenkräfte \vec{F}_D zutreffen, sofern die Passagenachse X_{Pj} und eine konstante Solltiefe parallel zu einander liegen. Hinsichtlich der lateralen Kräfte ist festzustellen, dass sie nur initial beim Übergang von einer Passage zur nächsten auftreten und dort nur, sofern deren Orientierungen nicht übereinstimmen. Ansonsten strebt der Krümmungsradius ins Unendliche.

Die Position $\vec{r}_0^{(0)}$ und Orientierung $\vec{\lambda}_0^{(0)}$ des Anfangszustandes bleiben während des Durchlaufens der Iterationsschleife unverändert. Für alle übrigen Knoten wird die resultierende Kraft \vec{F}_i als Summe der modellierten Einzelkräfte ermittelt. Zwecks einfacherem Umgang auf Seiten des Programms sind deren Beträge bei bestehender Richtungstreue auf einen Wert von 10 limitiert. Zum einen wird dadurch der Umgang mit sehr großen Zahlen verhindert. Zum anderen können die Ansprüche der einzelnen Kräfte, mit Blick auf die jeweiligen Gewichtungen in Abb. 4.5, 4.7a, 4.9, 4.11, 4.13 und 4.15, gegenüber den übrigen weiterhin ohne Einbußen umgesetzt werden.

$$\vec{F}_i^{(m)} = \vec{F}_{Li}^{(m)} + \vec{F}_{Si}^{(m)} + \vec{F}_{Oi}^{(m)} + \vec{F}_{Pi}^{(m)} + \vec{F}_{Di}^{(m)} + \vec{F}_{Ci}^{(m)} \quad (4.35)$$

In jedem Iterationsdurchlauf ($m = 1, 2, \dots$) werden die Knoten im Sinne einer Suchrichtung infolge der an ihnen wirkenden Kräfte um die Suchschrittweite h_s verschoben. Sie ist invers proportional zum maximalen Betrag der virtuellen Kräfte, sofern dieser größer als Eins ist (Gl. (4.37)). Damit bleibt eine Verschiebung immer auf den Bruchteil der vorherigen Knotenabstände beschränkt. Weil sich h_s während des Schleifendurchlaufs reduziert, erfolgt die Konvergenzsuche zielgerichtet. Eine gesuchte Lösung ist erreicht, wenn die maximal resultierende Kraft über alle Knoten hinweg das festgelegte Abbruchkriterium $\epsilon_{Eq} > \max \left(\left| \vec{F}_i^{(m)} \right| \right)$ unterschreitet. Nach dem Erreichen dieses Gleichgewichtszustandes erfolgt eine letzte Überprüfung, ob die körperdynamischen Grenzen eingehalten wurden. Ist das nicht der Fall, muss unter einer Veränderung der Gewichtungsfaktoren erneut eine Lösung gesucht werden.

$$\vec{r}_i^{(m+1)} = \vec{r}_i^{(m)} + h_s \vec{F}_i^{(m)} \quad \text{für } i = 1, \dots, N \quad (4.36)$$

$$h_s = \begin{cases} \max \left(\left| \vec{F}_i^{(m)} \right| \right) & \text{falls } \max \left(\left| \vec{F}_i^{(m)} \right| \right) \leq 1 \\ \frac{1}{\max \left(\left| \vec{F}_i^{(m)} \right| \right)} & \text{falls } \max \left(\left| \vec{F}_i^{(m)} \right| \right) > 1 \end{cases} \quad (4.37)$$

4.5. Demonstrationen an einem Musterszenario

Im Folgenden soll veranschaulicht werden, welche Ergebnisse mit der MEB erzielbar sind. Dazu wird sich des Musterszenarios *D0* bedient, welches in Abb. 4.16 schematisch dargestellt wird. In diesem muss ein Körper zwei Hindernissen mit ähnlichen Radien ausweichen, wo die Initialplanung noch zu einer Kollision führt. Die Objekte befinden sich zwecks Demonstration der 3D-Tauglichkeit ober- und unterhalb einer Plantiefe. Ebenfalls zugunsten der Vorführung einer räumlichen Verformung wird auf das Aufbringen der Tiefenkraft in allen Varianten mit einer Ausnahme verzichtet. Der gewählte Passagenradius steht derweil immer in Relation zur größten Körperabmessung. An ihr orientiert sich ebenso die Knotenanzahl bzw. deren initiale Abstand, um eine angemessene Informationsdichte für anknüpfende Arbeitsschritte sicherzustellen. Die exakten Einstellungen sind in Tabelle C.1 (Seite 171) aufgelistet, wobei sämtliche Steuerkoeffizienten über alle Simulationen hinweg auf einen konstanten Wert von 0,50 festgelegt wurden.

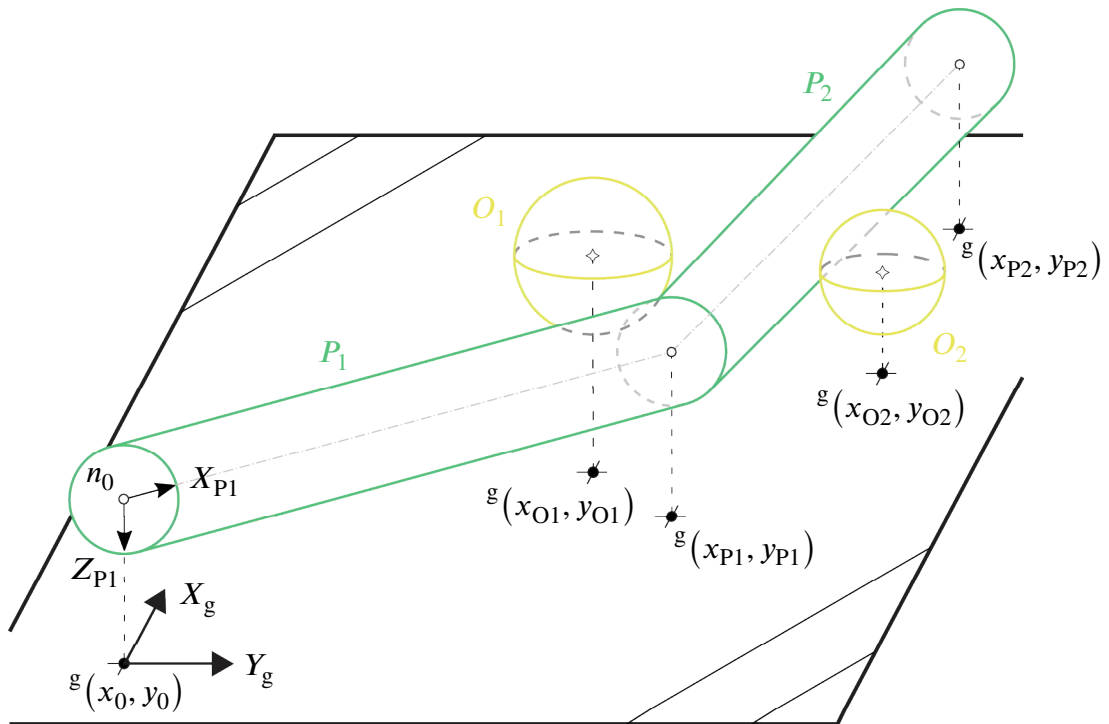


Abbildung 4.16.: Schematische Ansicht der Musterszene

In den anschließenden Abbildungen werden für eine einfache Orientierung die in Abb. 4.17a zusammengefassten Abkürzungen als Legendeneinträge genutzt. Während die Variationen *A1* bis *A3* einzig das Ab- oder Zuschalten von Planungsanforderungen

umsetzen, sehen die Verbliebenen eine Abwandlung von deren Eigenschaften vor. Explizite Angaben zu den Werten sind Tabelle C.2 (Seite 172) entnehmbar. In dieser ist ebenfalls die jeweilige Anzahl notwendiger Iterationen aufgeführt, welche bis zum Erreichen des Gleichgewichts benötigt wurden. Das entsprach in allen Simulationen einem Wert von $\epsilon_{\text{Eq}} = 0,20$. Weil die Resultate der MEB im Fokus stehen, erfolgt ein Verzicht auf die Nachbereitung durch NURBS. Ansonsten entspricht die Vorgehensweise dem Flussdiagramm aus Abb. 4.17b. Die darin angegebene Initialisierung erfolgt gemäß vorheriger Ausführungen auf Grundlage des Anfangszustandes n_0 , welcher Abschnitt C.1 zu entnehmen ist. In ihr werden weiterhin die aufzuprägenden Kräfte initialisiert, bevor eine anfängliche Verformung in der ersten Iteration m umgesetzt wird.

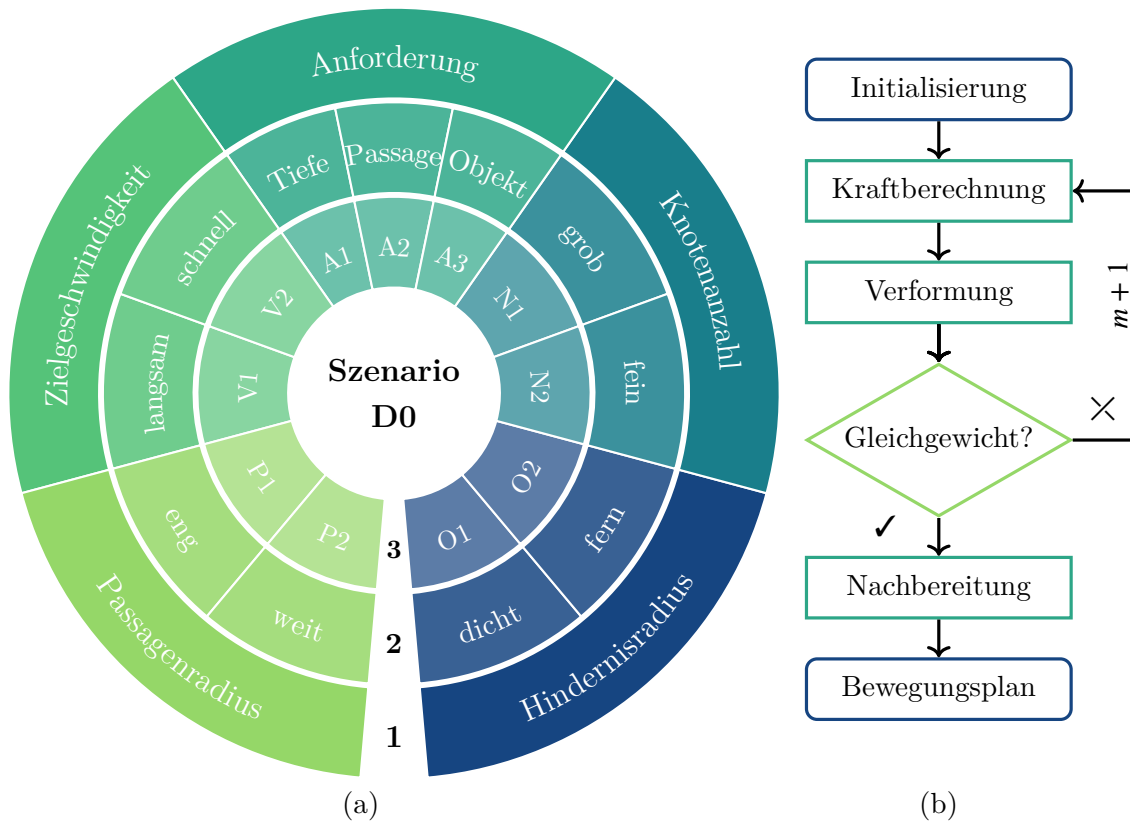


Abbildung 4.17.: Übersicht der Variationen (äußerer Ring, 1) in (a) mit zugehörigen Kurzinformationen (mittlerer Ring, 2) und verwendeten Abkürzungen (innerer Ring, 3) sowie der Ablaufplan des MEB-Algorithmus als Flussdiagramm in (b)

4.5.1. Durchsetzung verschiedener Anforderungen

Das Ergebnis der Verformung durch die MEB kann für das Ausgangsszenario $D0$ in Abb. 4.18 dreidimensional dargestellt werden. Dabei mag die nicht uniforme Achsenskalierung zunächst den Eindruck über das eigentliche Resultat verfälschen. Sie ermöglicht jedoch die Deformation in den einzelnen Raumrichtungen hervorzuheben. Weil aber eine Demonstration mehrerer Ergebnisse angestrebt wird, erweist sich diese Form bei mehreren Kurven schnell als unübersichtlich. Aus diesem Grund werden im weiteren Verlauf stattdessen Orthogonalprojektionen genutzt und diskutiert.

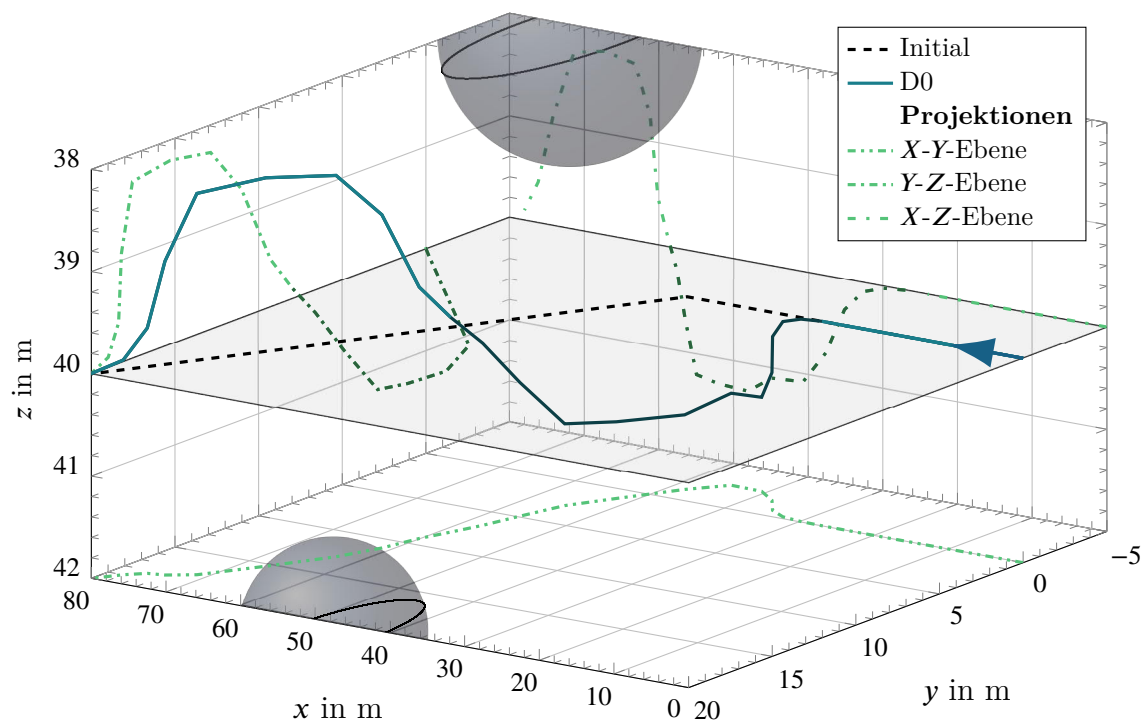


Abbildung 4.18.: Deformation des Musterszenarios $D0$ im Vergleich zur Initialplanung

Bei einem Aufschalten der Tiefenkraft um die ursprüngliche Tiefe von 40 m in $A1$ zu halten, wird anhand von Abb. 4.19b und 4.19c deutlich, wie stark diese einen Einfluss auf die Planung besitzt. Statt einer räumlichen Kurve liegt nun erneut eine fast planare vor, wobei die Hindernisse weiterhin umfahren werden (vgl. Abb. 4.19a). Eine Kollisionsvermeidung wird ebenfalls in $A2$ realisiert, wobei der zurückgelegte Weg im Raum durch das Deaktivieren der Passagenkraft zunimmt und Objekte in einem deutlich größeren Abstand passiert werden. Anders verhält es sich für $A3$, wo nur das zweite Hindernis für die Konzeption berücksichtigt wurde. Dadurch stimmt das erzielte Ergebnis auf den

ersten zwei Dritteln der Route mit der Initialplanung sowie im restlichen mit $D0$ überein.

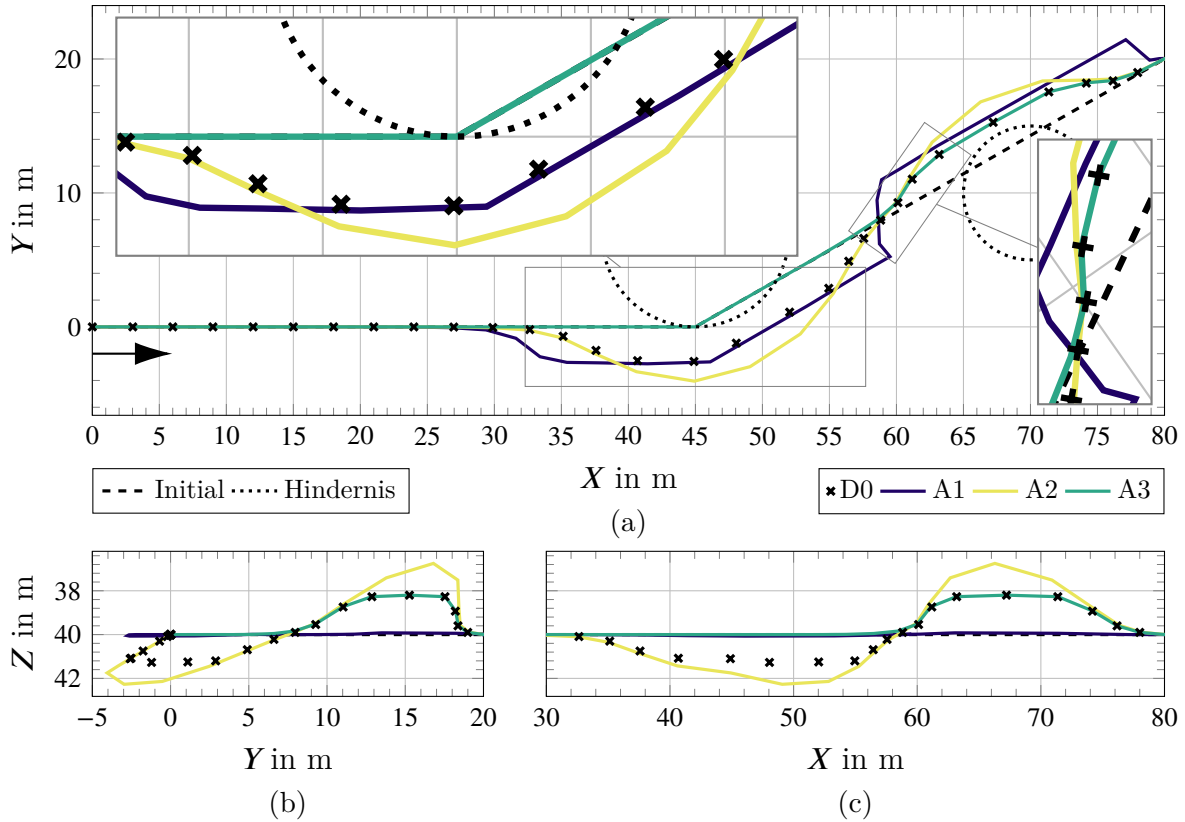


Abbildung 4.19.: Deformation der Varianten $A1$ bis $A3$ im Vergleich zum Musterszenario $D0$ in mehreren Orthogonalprojektionen

Die Betrachtung einer kinetischen Größe in Form der Momentangeschwindigkeit liefert Abb. 4.20a. Darin ist zunächst für $D0$ eine Abnahme der Geschwindigkeit des Ausgangszustands auf die Zielgröße von $V_M = 2 \text{ kn}$ zu sehen. Mit Annäherung an das erste Hindernis tritt ein weiteres Abnehmen infolge des startenden Ausweichmanövers ein. Als Reaktion darauf und zuzüglich zu den Wirkungen durch Lateral- sowie Passagenkraft beschleunigt der Körper auf $3,40 \text{ kn}$ bevor ein Abbremsen wegen der dann dominierenden Longitudinalkraft einsetzt. Dieses setzt sich solange fort bis die Wechselwirkung zwischen UUV und dem zweiten Hindernis überwiegt. Dadurch tritt eine erneute Beschleunigung bis zum Passieren des kleinsten Abstands zwischen beiden Objekten ein. Das die minimal berechnete Geschwindigkeit von $1,40 \text{ kn}$ auf die kombinierte Einwirkung beider Hindernisse zurückzuführen ist, verdeutlicht ein Vergleich zum Verlauf von $A3$.

Im Unterschied dazu wirkt sich das Ausschalten der Passagenkraft mit $A2$ nahezu

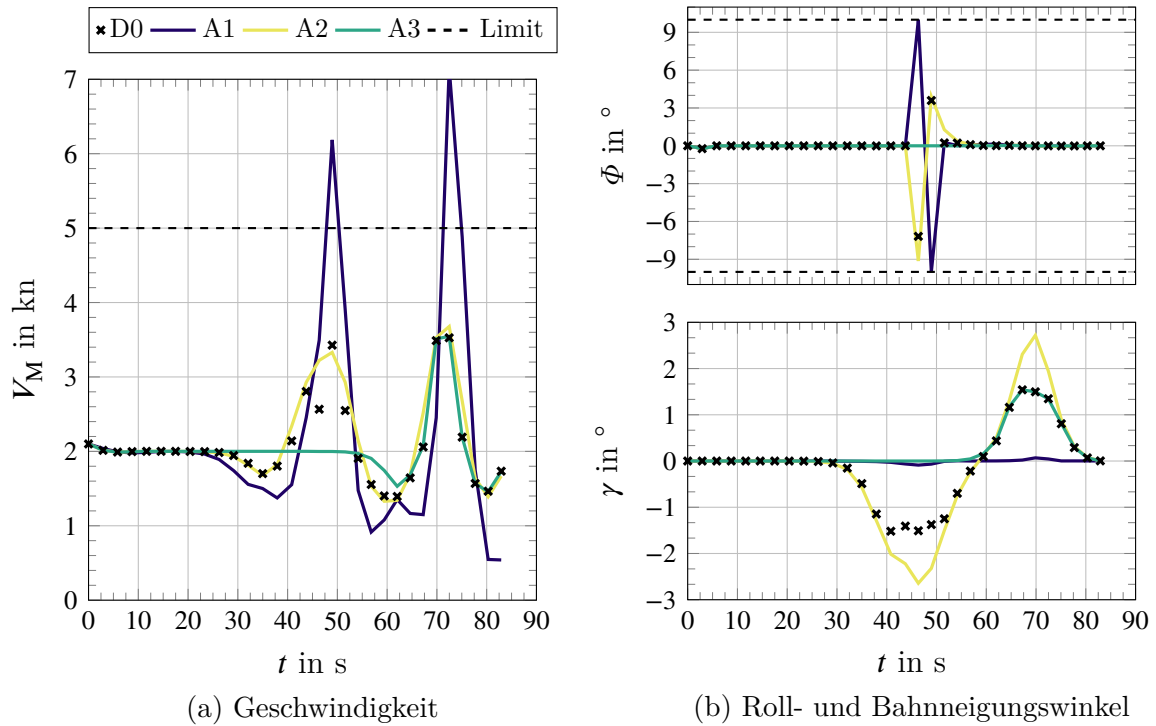


Abbildung 4.20.: Ausgewählte kinematische und kinetische Größen der Bewegungsplanung für die Szenarien A1 bis A3 im Vergleich zu D0

gar nicht auf den Geschwindigkeitsbetrag aus. Es ist allerdings aufgrund der Ergebnisse aus Abb. 4.19 davon auszugehen, dass die einzelnen Komponenten eine Änderung erfahren. Dies beweist sich in Abb. 4.20b, da der dort aufgeführte Bahnneigungswinkel γ gemäß Gl. (4.4) unmittelbar von diesen abhängig ist. Wie aus den Graphen zu erkennen ist, weicht γ für A2 deutlich von D0 ab. Demzufolge wirkt sich die Berücksichtigung der Passage nicht nur auf die Positionen des Körpers aus, sondern ebenfalls auf dessen Orientierung. Vergleichbares lässt sich zwar genauso über die Tiefenkraft aussagen, jedoch erzwingt diese letztlich die Vermeidung eines Neigens. Stattdessen provoziert sie in gleichem Maße ein Rollen des Körpers innerhalb sehr kurzer Zeit, welches umgehend eine Gegenreaktion in dem Band hervorruft. Dennoch bleibt die Bewegung unter der vorgegebenen Einschränkung von $\Phi_{\max} = 10^\circ$. Viel schwerwiegender ist hingegen das Überschreiten der maximalen Betriebsgeschwindigkeit zu beurteilen (Abb. 4.20a). Konsequenterweise wäre die MEB trotz eines Gleichgewichts mit neuen Gewichtungen für das Szenario zu wiederholen.

4.5.2. Änderung von Planungseigenschaften

Im Unterschied zum vorherigen Abschnitt wurden für die nachfolgenden Abbildungen allein individuelle Parameter modifiziert. Auf eine Diskussion der Varianten *N1* und *N2* wird aber verzichtet, weil es nur marginale Unterschiede gegenüber *D0* gibt. Die zugehörigen Ergebnisse sind zugleich mit Abb. C.2 und C.3 (ab Seite 174) einsehbar und bieten grundsätzlich die Möglichkeit eines Vergleichs mit den hier aufgeführten. Durch die Resultate zeigt sich jedoch, dass andere Faktoren für die Wahl der Knotenanzahl ausschlaggebend sein sollten. Zu diesen zählen einerseits die Körperabmessungen, wobei eine Vielzahl von Knoten auf eine einzige Körperlänge übertrieben erscheint. Andererseits ist in die Überlegung mit einzubeziehen in welchem Maße eine beabsichtigte Interpolation von den so definierten Stützstellen abhängt, da grundsätzlich außer NURBS gleichwohl Alternativen zu diesen verwendbar sind.

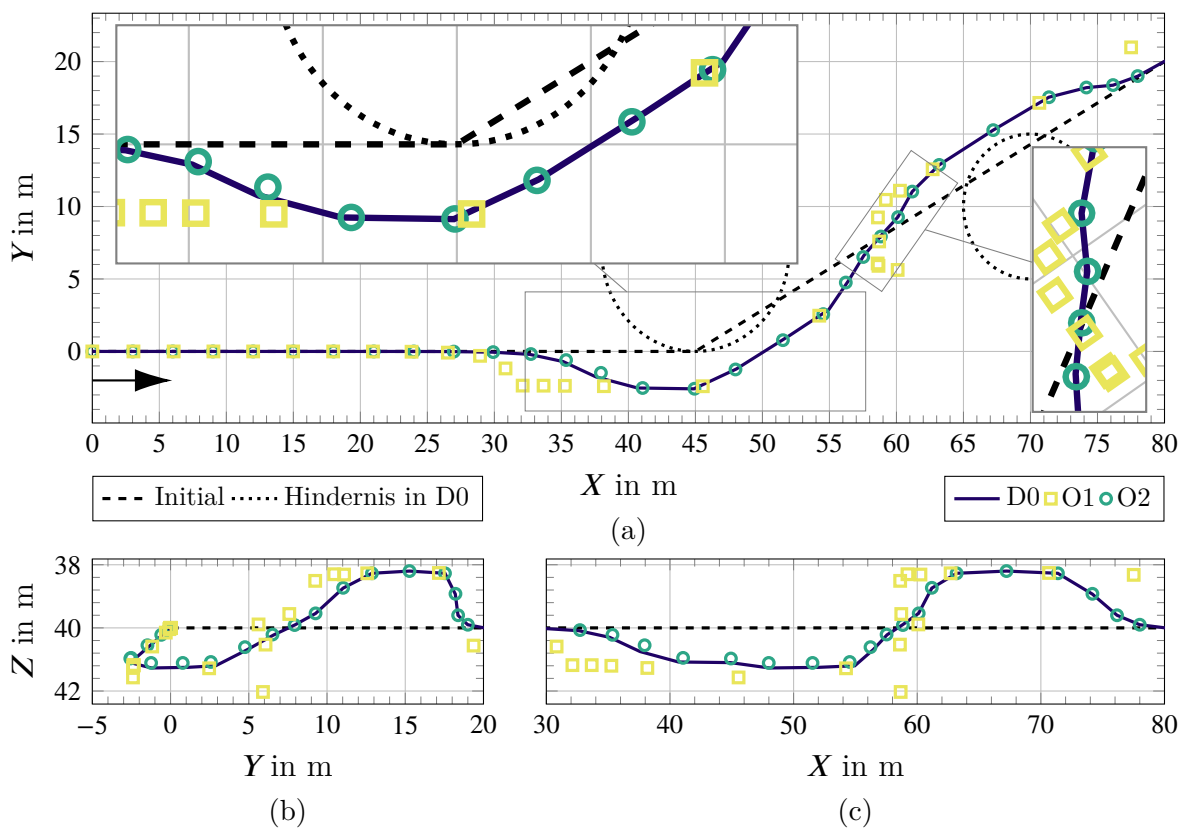


Abbildung 4.21.: Deformation der Varianten *O1* und *O2* im Vergleich zum Musterszenario *D0* in mehreren Orthogonalprojektionen

Im Fall von *O1*, wo das erste Hindernis in *Y*-Richtung um 1 m näher an das Band

heranrückte, ist in Abb. 4.21a das frühere Einsetzen des Ausweichens ebenso wie das ausgiebigere Zurückhalten durch die Passagenkraft feststellbar. Dazu kommt eine Häufung der Knoten in dem Bereich zwischen beiden Hindernissen. Dies ist wiederum eine Folge eines markanten Streckens des Bandes, wo ein Knoten den kleinsten Abstand gegenüber den auszuweichenden Objekten besitzen würde. Aus diesen Gegebenheiten resultieren wiederum hohe Beschleunigungen und somit Geschwindigkeiten (Abb. 4.22a). Dadurch tritt nicht nur zweifach ein Überschreiten der gesetzten Beschränkung ein, sondern es wird am Ende des Bandes nahezu ein Stillstand erreicht. Für Szenario *O2*, in welchem sich das erste Hindernis um 1 m in *Y*-Richtung vom Band entfernt, ist hingegen kaum eine Änderung gegenüber *D0* festzustellen. Das legt die Vermutung nahe, dass der Hindernisabstand in *D0* bereits annähernd dem des minimal wirksamen entspricht.

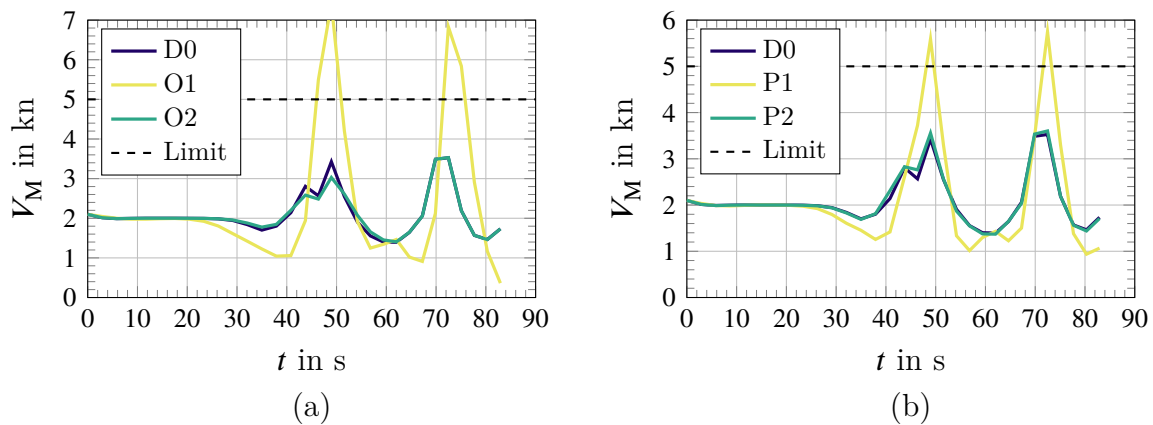


Abbildung 4.22.: Momentangeschwindigkeit für die Szenarien in (a) *O1/O2* und (b) *P1/P2* im Vergleich zu *D0*

Die alleinige Reduzierung des Passagenradius R_{P1} der ersten Passage für *P1*, wodurch dieser nur wenig größer ist als der Körper breit, führt in Abb. 4.22b abermals zu einem Verletzen der eigentlichen Körpergeschwindigkeit. Obwohl das bei weitem nicht so drastisch ausfällt wie bei *O1*, ist sich vorzuführen, dass der Körper im realen Einsatz gar nicht in der Lage wäre diese zu erreichen. Bei der Betrachtung von Abb. 4.23 fällt außerdem auf, dass die durchgeführte Parameteränderung bis an das Ende der zweiten Passage nachklingt. Exakt dieses Verhalten ist jedoch nicht für *P2* zu beobachten. Stattdessen stimmt ab einer *X*-Koordinate von rund 48 m die gefundene Deformation wieder mit der von *D0* überein.

Weil keine wesentlichen Unterschiede in den erreichten Bandverformungen festzustellen sind (vgl. Abb. C.4, Seite 175), liegt der Diskussionsfokus für *V1* und *V2* stattdessen auf alternativen Vorgabegrößen. Dabei absolviert ein UUV aufgrund der verschiedenen

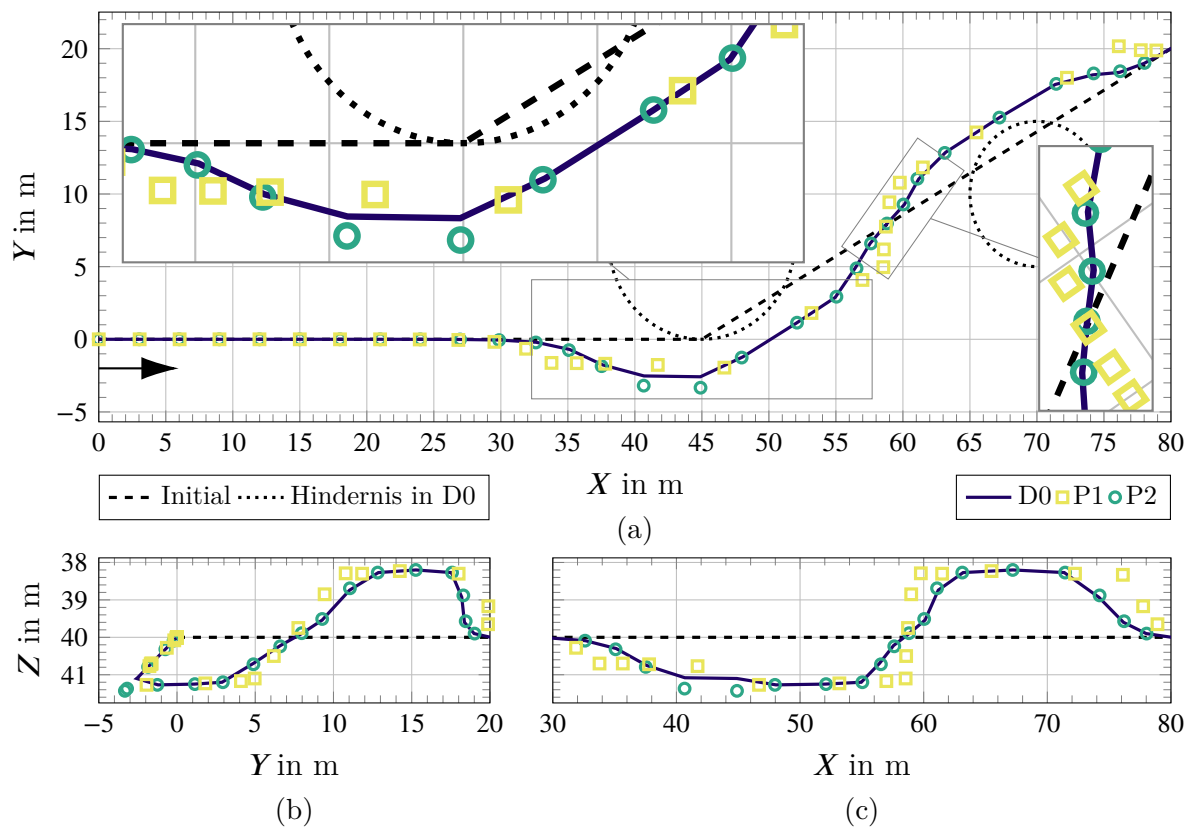


Abbildung 4.23.: Deformation der Varianten $P1$ und $P2$ im Vergleich zum Musterszenario $D0$ in mehreren Orthogonalprojektionen

Zielgeschwindigkeiten von 1,00 kn bis 3,00 kn prinzipbedingt die gesetzte Missionsroute in anderen Zeitdauern als dies noch für $D0$ der Fall war. Dieser Umstand wird eindrücklich in Abb. 4.24 vorgeführt, wo die notwendigen Zeitspannen nun zwischen 55s und 165s variieren. Prinzipiell weisen aber alle drei Kurven in Abb. 4.24a den gleichen Verlauf auf, was insbesondere anhand des kurzzeitigen Abfalls von V_M vor dessen ersten Maximalwert zu beobachten ist. In direkter Konsequenz daraus gleichen sich die Verläufe für den Bahnneigungswinkel γ , abgesehen von einer Streckung für $V1$ bzw. Stauchung für $V2$. Diese wiederum wirken sich jedoch auf Seiten der resultierenden Winkelgeschwindigkeiten aus, weil die gleichen Winkelbeträge in unterschiedlichen Zeitspannen erreicht werden. Es ist jedoch in Abb. 4.24a ebenfalls das minimale Überschreiten der dynamischen Beschränkung für $V2$ zu beachten. An diesem ist abschließend noch einmal hervorzuheben, dass die MEB lediglich ein Gleichgewicht zwischen einzelnen Anforderungen findet. Bei aktuellem Stand ist es ihr jedoch nicht möglich selbstständig eine Anpassung der ihr zur Verfügung stehenden Einstellungen vorzunehmen. So bleibt an dieser Stelle lediglich die Schlussfolgerung für das Musterszenario zu ziehen, dass deren

initiale Planung allen Erfordernissen gerecht wird. Gleichzeitig trifft diese Aussage nicht auf alle untersuchten Variationen zu und so obliegt es weiteren Begutachtungen, welche für eine finale Bewegungsplanung ausgewählt werden würde.

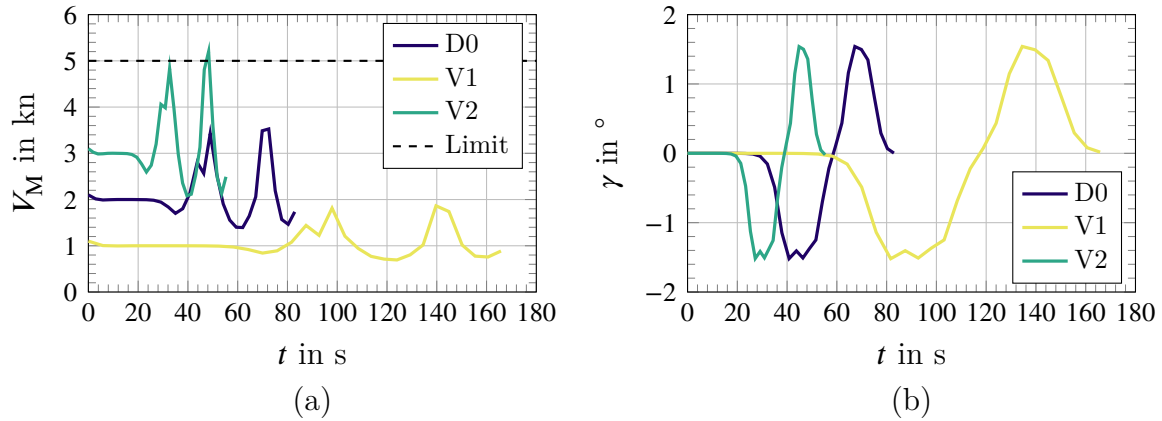


Abbildung 4.24.: Momentangeschwindigkeit in (a) und Bahnneigungswinkel in (b) für die Szenarien $V1$ und $V2$ im Vergleich zu $D0$

KAPITEL 5

ANWENDUNGSFALL

Mit Blick auf Kapitel 3 gelang es die Komplexität von UUVs aufzuzeigen, indem Eigenschaften und Abhängigkeiten von Systemparametern charakterisiert, visualisiert und diskutiert wurden. Im Anschluss fand in Kapitel 4 eine Vorstellung des entwickelten Planungsalgorithmus statt, der die Körperdynamik in eine vorausgehende Missionsgestaltung miteinbezieht. In diesem Kapitel werden beide Aspekte zusammengeführt, um anhand eines realistischen Einsatzszenarios die gemeinsame Nutzung vorzuführen.

Zunächst wird jedoch durch FOSSEN [5.1, S. 167] festgestellt, dass insbesondere Systemmodelle mit 6-DOFs nützlich für die Vorhersagen, Simulationen und Regelungen maritimer Fahrzeuge sind, welche gekoppelte Bewegungen im Raum ausführen. Die Zielsetzung dieser sehr detaillierten Modelle ist es möglichst umfassend die dynamischen Effekte beschreiben zu können. Folglich erklärt sich der gestellte Anspruch an die Modellbildung eine präzise Rekonstruktion des zeitlichen Antwortverhaltens verwirklichen zu können. In der Realität werden hingegen, wie bei CAITI ET AL. [5.2] geschehen, mehr oder weniger stark reduzierte Modelle eingesetzt. Dabei wird unter anderem der notwendige Rechenaufwand auf Seiten einer Prozessoreinheit minimiert, was insbesondere für ohnehin sehr energiesparende Systeme wie AUVs an Bedeutung gewinnt. Ein typisches Beispiel hierfür ist der von JOO & QU [5.3] beschriebene Einsatz eines Tiefenreglers, wo es zu einer Auftrennung der Freiheitsgrade kommt, weil nur die Vertikalposition und -bewegung innerhalb der Wassersäule von Interesse sind.

Der Fokus dieses letzten Teils der Dissertationsschrift liegt auf der Umsetzung des in Abschnitt 2.4 vorgestellten LMI-Ansatzes zur Regelung von UUVs. Dafür sind vorab diverse, unerlässliche Vereinfachungen am mathematisch-physikalischen Modell nötig, deren Konsequenzen für die Leser erläutert werden. Es wird damit bewusst Abstand von einer reinen Bewegungssimulation genommen, weil stattdessen verstärkt die Tauglichkeit der LMI für den Anwendungsfall vorgeführt wird.

5.1. Modellreduzierungen

Bei dem in diesem Kapitel betrachteten und in Abb. 5.1 dargestellten UUV handelt es sich um das Modell „*BlueROV 1-R1*“ von BLUE ROBOTICS [5.4]. Um die Wechselwirkungen mit einem UC für dieses Anwendungsbeispiel zu vernachlässigen, erfolgt die Festlegung, dass es als batteriebetriebene, autonome Drohne eingesetzt wird. Für die angestrebte Regelung der Bahngrößen ${}^{\mathfrak{s}}\mathbf{p}_P(t)$ und ${}^b\mathbf{q}_P(t)$, welche gemäß Gl. (2.16) (Seite 22) im Zustandsvektor \mathbf{x} vereint sind, müssen verschiedene Aspekte diskutiert werden.

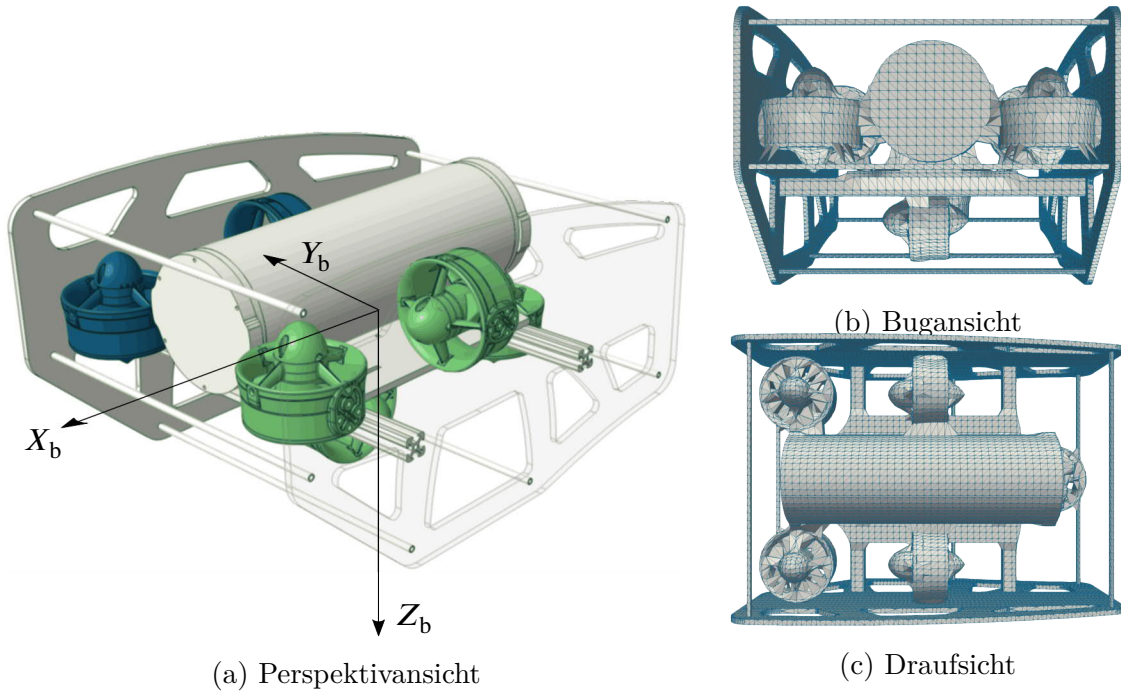


Abbildung 5.1.: „*BlueROV 1-R1*“ in (a) CAD-Darstellung sowie der für die REM benötigten Approximation in (b) und (c)

Da zunächst auf äußere Störungen verzichtet wird, kann die in Gl. (2.21) (Seite 24) hergeleitete, nichtlineare Zustandsdifferentialgleichung hier durch Gl. (5.1) in Abhängigkeit einer zu untersuchenden Systemkonfiguration i ausgedrückt werden.

$$\dot{\mathbf{x}}_i(t) = \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} & \mathbf{T}(\mathbf{p}_P) \\ \mathbf{0}_{6 \times 6} & -\mathbf{M}_i^{-1}(\dot{\mathbf{M}}_i + \mathbf{N}_i(\mathbf{q}_P)) \end{bmatrix} \mathbf{x}_i(t) + \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} \\ \mathbf{M}_i^{-1} \end{bmatrix} \left(\boldsymbol{\tau}_{q_i}(\mathbf{q}_P) + \boldsymbol{\tau}_\lambda(\mathbf{p}_P) \right) \quad (5.1)$$

Sie dient damit als Ausgangspunkt für die Linearisierung des Systems, um ein linearisiertes Zustandsraummodell durch Gl. (5.2) anfangs als offene Regelstrecke zu for-

mulieren¹. Von den in Gl. (5.3) angegebenen Hilfsmatrizen werden hier nur $\mathbf{D}(t)$ und $\mathbf{G}(t)$ thematisiert. Während $\mathbf{U}_i(t)$ zum Gegenstand der Diskussion im anschließenden Abschnitt 5.2 wird, sei für $\mathbf{T}(t)$ auf Gl. (2.19) (Seite 23) bzw. für $\mathbf{T}_p(t)$ auf Gl. (A.26) (Seite 156) verwiesen. Ihnen allen ist aber gemein, dass sie sich auf zeitvariante Betriebspunkte einer Referenzplanung $\mathbf{x}_d(t)$ beziehen. Im Gegensatz dazu entfällt $\dot{\mathbf{M}}$ für die weiteren Betrachtungen, weil während einer Missionsfahrt die Massenverteilung sowie Formgebung konstant bleiben sollen (vgl. Abschnitt D.1).

$$\Delta \dot{\mathbf{x}}_i(t) = \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{T}_p(t) & \mathbf{T}_q(t) \\ \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{G}_i(t) & \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{D}_i(t) \end{bmatrix}}_{\mathcal{A}_i(t)} \Delta \mathbf{x}_i(t) + \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} \\ \mathbf{M}_i^{-1} \mathbf{U}_i(t) \end{bmatrix}}_{\mathcal{B}_i(t)} \Delta \mathbf{u}_i(t)$$

$$\Delta \mathbf{y}_i(t) = \underbrace{\mathbf{I}_{12 \times 12}}_{\mathcal{C}} \Delta \mathbf{x}_i(t) \quad (5.2)$$

$$\mathbf{T}_p(t) = \left. \frac{\partial T(\mathbf{p}_p)}{\partial \mathbf{p}_p} \mathbf{q}_p \right|_d \quad \mathbf{T}_q(t) = \left. \frac{\partial T(\mathbf{p}_p)}{\partial \mathbf{q}_p} \mathbf{q}_p \right|_d \equiv T(\mathbf{p}_d)$$

$$\mathbf{G}_i(t) = \left. \frac{\partial \tau_{\lambda_i}}{\partial \mathbf{p}_p} \right|_d \quad \mathbf{D}_i(t) = \left. \frac{\partial (-N_i(\mathbf{q}_p) \mathbf{q}_p + \tau_{q_i})}{\partial \mathbf{q}_p} \right|_d \quad (5.3)$$

Den Anfang der Modellreduzierung bildet die Festlegung, dass wegen einer funktionierenden Regelung und im Falle von Schwankungen aus dem Betriebspunkt heraus ausschließlich kleine Winkel auftreten. Im Zuge dessen können trigonometrische Funktionen unter Einhaltung sehr geringer Fehler approximiert werden. Als direkte Auswirkung lassen sich für die transformierenden Matrizen ${}^{\text{gb}}\mathbf{R}$, ${}^{\text{lb}}\mathbf{S}$ und somit letztlich für \mathbf{T} vereinfachte Ausdrücke bestimmen (vgl. Abschnitt A.3).

Mit Blick auf die geometrische Formgebung des UUVs soll eine Symmetrie gegenüber der \mathbf{X}_b - \mathbf{Z}_b -Ebene vorliegen². Für die Wahl des Koordinatenursprungs \mathbf{O}_b fällt die Entscheidung derweil auf den geometrischen Mittelpunkt des Körpers. Für ein horizontal getrimmtes UUV gilt unter der erklärten Symmetriebedingung mit Blick auf die Lage des Massenschwerpunkts ${}^b\vec{\mathbf{r}}_{\text{CG}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & {}^b z_{\text{CG}} \end{bmatrix}^T$. Darum verbleibt von den drei statischen Momenten lediglich \mathbf{S}_z (vgl. Gleichungen (A.9) bis (A.11), Gl. (A.9) (Seite 152)). Ferner wird \mathbf{J}_{zx} als einziges Deviationsmoment in \mathbf{M}_{Rb} berücksichtigt, da \mathbf{J}_{xy} und \mathbf{J}_{yz} um zwei

¹Aufgrund der linearen Ausgangsgleichung in Gl. (2.21) (Seite 24) erübrigt sich deren Linearisierung.

²Bei der Symmetrieannahme handelt es sich mit Blick auf Abb. 5.1 um eine geringfügige Idealisierung.

Potenzen kleiner sind als die übrigen Einträge des Trägheitstensors (vgl. Tabelle D.1a, Seite 178). Die beschriebenen Formulierungen sind neben \mathbf{N}_{Rb} (vgl. Gl. (D.3), Seite 180) und allen übrigen Parameterwerten sowie Matrizen aus Gründen der Übersicht in Anhang D zusammengestellt.

Weiterhin hält der Körper zu jedem Zeitpunkt genügend Abstand zu allen Oberflächen, was Mauern, Hüllen u.ä. von Küsten- oder Offshorebauwerken ebenso mit einschließt wie Meeresboden und Wasseroberfläche. Dadurch wird die Annahme eingehalten, er bewege sich in einem allseitig ausgedehnten Fluid. In Übereinstimmung mit den Ausführungen aus KORNEV [5.5] und Abschnitt 3.4 ist daraufhin Gl. (5.4) sowie die damit verbundene Verringerung der Unbekannten in \mathbf{M}_{Fl} festzustellen. Zusammen mit der erwähnten Körpersymmetrie führt das zu einer weitreichenden Vereinfachung von \mathbf{M}_{Fl} und \mathbf{N}_{Fl} (vgl. Gleichungen (A.20) und (D.4)). Für deren Ermittlung wurde die Geometrieapproximation aus Abb. 5.1b und 5.1c (vgl. Abb. D.1, Seite 179, für weitere Ansichten) mit insgesamt 63071 Elementen der REM übergeben. Während deren Verteilung, im Sinne eines Gütekriteriums der Simulation, Abb. D.2 (Seite 179) zu entnehmen ist, findet sich eine Zusammenstellung der quantitativen Einträge von \mathbf{M}_{Fl} und \mathbf{N}_{Fl} in Tabellen D.1b und D.1d (ab Seite 178). Diese legen wiederum die Vernachlässigung von a_{15} und a_{46} nahe, wenn sie allein aufgrund ihrer Quantität eingeschätzt würden. Erfolgt deren Beurteilung jedoch unter Einbeziehung der hydrodynamischen Trägheitszahlen (Gl. (3.32), Seite 74) c_{15} und c_{46} aus Tabelle D.1c (Seite 178), so erweist sich ihre Nichtbeachtung als fahrlässig, weil sie eine signifikante Änderung ihrer Äquivalenten aus \mathbf{M}_{Rb} in den Bewegungsgleichungen bewirken.

$$a_{jk} \equiv a_{kj} \quad (5.4)$$

Hinsichtlich der äußeren Störungen wird zunächst die Vereinbarung getroffen, dass sich das UUV unterhalb der Welleneinflusszone befindet (vgl. Abschnitt 3.5). Der Körper erfährt demnach in einer mit nichtlinearen Wellentheorien beschreibbaren See keine Wellendrift, da er genügend weit von der Meeresoberfläche entfernt operiert. Damit einhergehend ist die Bestätigung der vorangegangenen Annahme, dass \mathbf{M}_{Fl} konstant sei und keine Frequenzabhängigkeit aufweist. Ebenfalls deshalb nicht auftretend ist die hydrodynamische Potentialdämpfung. Dadurch verbleiben für τ_{q_i} die mit der Viskosität des Fluids in Verbindung stehenden Lasten, namentlich jene infolge von Reibungswiderstand und ablösender Wirbelstrukturen. FOSSEN [5.1, S. 122] ordnet Ersteres einem linearen und Letzteres einem quadratischen Term in den resultierenden, hydrodynamischen

schen Belastungen³ τ_{HD} zu. Auf dieser Basis ist es möglich Gl. (5.5) zu formulieren. Nicht berücksichtigt wird dazu, vorrangig einzig aufgrund nicht vorhandener Daten, die zu erwartenden Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Freiheitsgraden. So sind gemäß [5.6] diverse Interaktionen zu erwarten, wie bspw. die Roll-Querkraft oder das Gier-Rollmoment, welche wiederum auf zugehörige Koeffizienten (hier im Konkreten $c_Y |p|$ und $c_K |r|$) führen würden.

$$\tau_{\text{HD}}(\mathbf{q}) = \begin{bmatrix} F_X \\ \vdots \\ M_Z \end{bmatrix} \equiv \underbrace{\begin{bmatrix} c_{X,q} |u| & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & c_{N,q} |r| \end{bmatrix}}_{\tau_{\text{HD},q}(\mathbf{q}^2)} \mathbf{q} + \underbrace{\begin{bmatrix} c_{X,l} & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & c_{N,l} \end{bmatrix}}_{\tau_{\text{HD},l}(\mathbf{q})} \mathbf{q} \quad (5.5)$$

Eine separate Erfassung der beiden Anteile ist jedoch mit erheblichen Mühen verbunden, wie SCHACHT [5.7] anhand des experimentellen Aufwands zur alleinigen Erfassung der Druckkräfte an Seilmodellen demonstriert. Im Gegensatz dazu stehen die in Abschnitt 3.3.1 behandelten Ergebnisse, welche auf die resultierenden Lasten F_X bis M_Z am Körper zurückgehen. In vielen Szenarien und Veröffentlichungen, darunter BHATTACHARYYA & ASADA [5.8], wird davon ausgegangen, dass in diesen die Druckanteile aufgrund der konvektiven Beschleunigungen dominierend auftreten. Deshalb werden die Beiträge des linearen Terms durch Schub- bzw. Reibungskräfte oftmals vernachlässigt.

Diese Vereinbarung ist jedoch aus Sicht des Autors für UUVs nicht ohne eine kritische Diskussion zu akzeptieren. Wird schlicht ihrer geometrischen Gestalt⁴ gefolgt, so sind sie der Klassifizierung seitens HUCHO [5.9, S. 6] folgend mehrheitlich als stumpfe Körper zu interpretieren. Unter diesen Umständen wird τ_{HD} primär durch die Druckkräfte geprägt. Dabei ist es unstrittig, dass die ROVs einen Nachlauf erzeugen. Dem gegenüber steht jedoch der Fakt, dass sich UUVs vorwiegend mit sehr geringen Geschwindigkeiten⁵ selbst im Ruhewasser fortbewegen. Einer Strömung wird so ermöglicht tendenziell lange am Körper anliegen zu können. Wenn darüber hinaus beim realen Einsatz noch Strömungsgeschwindigkeiten in vergleichbarer Größenordnung zur Körpergeschwindigkeit auftreten, ergibt sich sogar eine relative Geschwindigkeit nahe Null. Es liegt deswegen die Schlussfolgerung nahe, dass weder Druck- noch Reibungskräfte an den realen Lasten pauschal über einen vorherrschenden oder gar alleinigen Anteil verfügen. Stattdessen

³In der englischsprachigen Literatur findet sich oftmals der synonyme Begriff „*viscous damping*“.

⁴ROVs besitzen häufig eine quaderförmige Grundform mit mehr oder weniger rund ausgeprägten Kanten, während AUVs und UWGs strömungstechnisch günstigere Formen aufweisen.

⁵Während Geschwindigkeiten von 0,50 kn bis 3,00 kn typisch für ROVs sind, agieren AUVs meist bei 3,00 kn bis 6,00 kn und UWGs in einem Bereich von 1,00 kn bis 2,00 kn.

erscheint es plausibler, dass sie sich in Abhängigkeit der Anströmrichtung in einem derzeit unbekannten Verhältnis auf die resultierenden Kräfte aufteilen. Diese Behauptung unterstreicht HUCHO [5.9] durch die Charakterisierung des Übergangs zwischen einzig wirkender Druck- oder allein auftretender Reibungskraft als fließend.

Gestärkt wird vorangegangene Argumentation durch die Experimente von EIDSVIK & SCHJØLBERG [5.10] sowie SANDØY [5.11]. Letzterer erfasste die jeweils auftretenden Lasten in und um die Achsen des körperfesten Koordinatensystems CS_b am „BlueROV 1-R1“ entgegen der Bewegungsrichtung für verschiedene Fahrtgeschwindigkeiten in Schleppversuchen. Dessen punktuellen Ergebnisse sind in Abb. 5.2 dargestellt und in Tabelle D.2 (Seite 181) festgehalten. Die ebenfalls abgebildeten Approximationen mit Polynomen 2. Ordnung⁶ wurden, unterschieden für den II. und IV. Quadranten, mit Hilfe der „curve fitting toolbox“ aus MATLAB ermittelt (vgl. Tabelle D.5, Seite 186, für die Koeffizienten). Die guten Überstimmungen der Funktionsansätze werden durch Bestimmtheitsmaße von wenigstens 99 % unterstrichen, so dass eine abschnittsweise Näherung aller körperfesten Lasten analog zu Gl. (5.6) erfolgen kann. Daraus lassen sich wiederum die gesuchten quadratischen und linearen Faktoren $c_{X,q}$ bzw. $c_{X,l}$ identifizieren. Festzuhalten ist jedoch die bereits in Abschnitt 3.3 diskutierte Veränderung der Lasten infolge einer Variation von Anstell- und Schiebewinkel. Die für einen Geschwindigkeitsbereich bestimmten Polynome sind deshalb prinzipiell nur für eine spezifische Körperorientierung gültig.

$${}^bF_X = \frac{1}{2}c_X A \rho_{Fl} |{}^bu|^b u \approx \underbrace{p_2}_{c_{X,q}} |{}^bu|^b u + \underbrace{p_1}_{c_{X,l}} {}^bu \quad (5.6)$$

Weil der Datensatz für die Lasten durch das Fehlen funktionaler Ausdrücke für ${}^bM_X({}^bp)$ und ${}^bM_Y({}^bq)$ unvollständig ist, wird angenommen diese seien mit dem für ${}^bM_Z({}^br)$ aus Abb. 5.2d identisch. Insgesamt lässt sich auf diese Weise mit den vorliegenden Informationen die Dämpfungsmatrix $D(t)$ nach Gl. (5.7) als Summe der verschiedenen Einzelanteile bestimmen (vgl. Gleichungen (D.5), (D.7) und (D.8)).

$$D(t) = - \underbrace{\left. \frac{\partial N_{Rb} q_P}{\partial q_P} \right|_d}_{D_{Rb}(t)} - \underbrace{\left. \frac{\partial N_{Fl} q_P}{\partial q_P} \right|_d}_{D_{Fl}(t)} + \underbrace{\left. \frac{\partial \tau_{HD,q}}{\partial q_P} \right|_d}_{D_{HD}(t)} + \underbrace{\left. \frac{\partial \tau_{HD,l}}{\partial q_P} \right|_d}_{D_{HD}(t)} \quad (5.7)$$

Aufgrund der horizontalen Trimmung ist abschließend festzustellen, dass Auftriebs- und Gewichtsschwerpunkt übereinanderliegen, weshalb wiederum ${}^b\vec{r}_{CB} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & {}^bz_{CB} \end{bmatrix}^T$

⁶Da geschwindigkeitsabhängige Lasten approximiert werden, muss für das Absolutglied $p_0 = 0$ gelten.

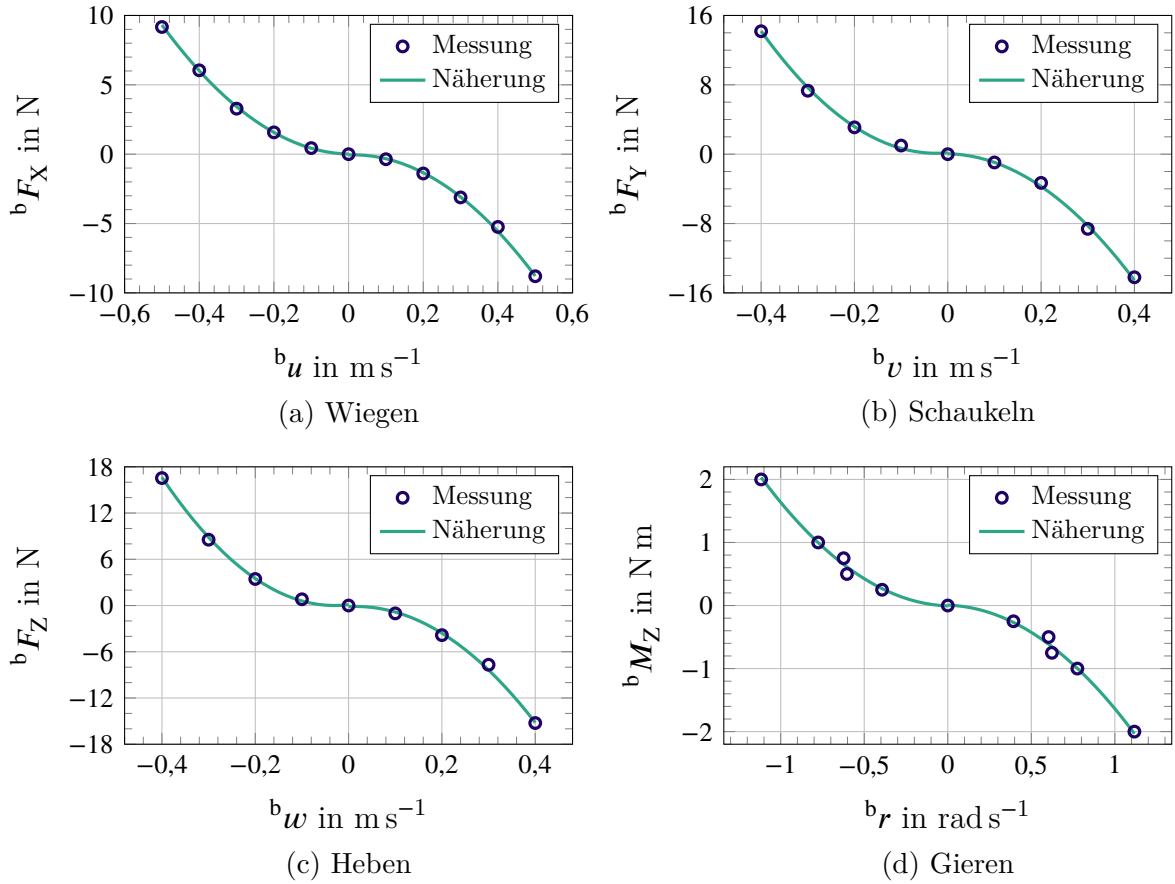


Abbildung 5.2.: Resultierende, körperfeste Lasten am „BlueROV 1-R1“ für verschiedene Bewegungsrichtungen und -geschwindigkeiten nach SANDØY [5.11]

zutritt. Zudem wird festgelegt, dass der Restauftrieb des Vehikels⁷ nur einen marginalen Bruchteil des hydrostatischen Auftriebs beträgt. Dadurch ist die Annahme gerechtfertigt, dass sich Gewichts- und Auftriebskraft gegenseitig aufheben ($m_{\text{Rb}} \approx \rho_{\text{Fl}} V_{\text{Rb}}$) und in den Impulsgleichungen zu vernachlässigen sind. Das wiederum ermöglicht unter stellvertretender Verwendung von ${}^b z_{\text{BG}} = {}^b z_{\text{CB}} - {}^b z_{\text{CG}}$ die hydrostatischen Belastungen τ_{HS} durch ein Minimum an Variablen in Gl. (5.8) auszudrücken. Hierbei wird bewusst die verdrängte Wassermasse genutzt, weil ρ_{Fl} als zu untersuchende Intervallvariable in den weiteren Ausführungen von Interesse sein wird. Die durch Gl. (5.3) in Erscheinung tretenden, lageabhängigen Lasten τ_{λ} sind für die Betrachtung von UUVs identisch mit τ_{HS} (vgl. Gl. (2.53), Seite 37). Im Falle der Linearisierung für Gl. (5.2) formuliert sich die als

⁷Dieser soll im Havariefall ein (sehr langsames) Aufsteigen und damit eine Möglichkeit der Bergung des Geräts sicherstellen. Trotzdem werden die Vehikel häufig als auftriebsneutral verstanden.

Gravitationsmatrix zu benennende Matrix \mathbf{G} gemäß Gl. (5.9).

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{HS}} \equiv \boldsymbol{\tau}_\lambda = g_E \, \boldsymbol{\varrho}_{\text{Fl}} \, V_{\text{Rb}} \, {}^b z_{\text{BG}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \Phi & \Theta & 0 \end{bmatrix}^T \quad (5.8)$$

$$\left. \frac{\partial \boldsymbol{\tau}_{\text{HS}}}{\partial \mathbf{p}_{\text{P}}} \right|_{\text{d}} \equiv \mathbf{G}(t) = g_E \, \boldsymbol{\varrho}_{\text{Fl}} \, V_{\text{Rb}} \, {}^b z_{\text{BG}} \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} & \mathbf{0}_{3 \times 3} \\ & 1 & 0 & 0 \\ \mathbf{0}_{3 \times 3} & 0 & 1 & 0 \\ & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

5.2. Modellkomplettierung

Zur Vervollständigung des Zustandsraummodells nach Gl. (5.2) ist eine Angabe zur Steuermatrix \mathcal{B} zu leisten. Für sie ist beim betrachteten UUV festzustellen, dass für eine Bewegung in 6-Raumrichtungen 6 Thruster zur Verfügung stehen. Diese besitzen allerdings teilweise identische Ausrichtungen bei gegenläufigen Propellerumdrehungen (Abb. 5.3). Folglich müssen Bindungen zwischen den zu erzeugenden Schubkräften F_{Pr_i} als indirekte Eingangsgrößen $\hat{\mathbf{u}}$ und den jeweiligen Bewegungsrichtungen existieren.

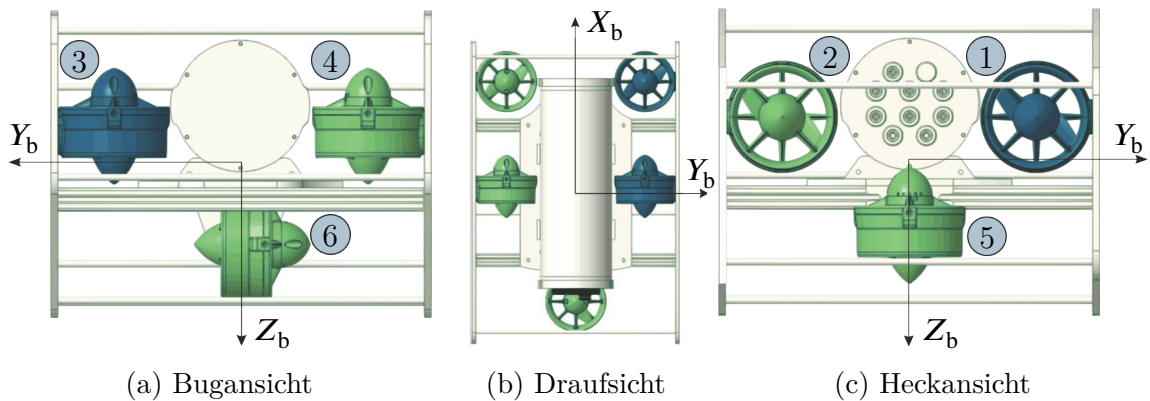


Abbildung 5.3.: Antriebskonfiguration eines ROVs mit im (in Grün) und gegen den Uhrzeigersinn (in Blau) drehenden Propellern der Thruster 1 bis 6

Mit Blick auf die Abschnitte 2.2.1 und 2.5.1 ist der gesuchte Zusammenhang durch eine Transformation von F_{Pr} aus dem antriebsfesten Koordinatensystem \mathbf{CS}_a in das körperfeste \mathbf{CS}_b herstellbar (vgl. Tabelle 2.2, Seite 18). Diese Beziehung ist mit Verweis auf Gl. (2.54) (Seite 38) durch Gl. (5.10) für einen beliebigen Thruster festgehalten und ist mit den Werten aus Tabelle D.4 (Seite 185) für das hier untersuchte Vehikel nachzuvollziehen. Gleichzeitig definiert sich dadurch der Konfigurationsvektor \mathbf{C}_i eines jeweiligen Thrusters. Sie können wiederum zu einer Konfigurationsmatrix \mathbf{C} gemäß Gl. (5.11)

spaltenweise zusammengefasst werden, welche die Aufgabe einer Transformationsmatrix wahrnimmt. Analog zu dieser stellt sich \mathbf{C} im vorliegenden Fall als quadratisch heraus (vgl. Gl. (D.9), Seite 185), was aber allein auf die UUV-Ausstattung zurückzuführen ist.

$${}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}_i} = \begin{bmatrix} {}^bF_{\text{Pr}_i,X} \\ \vdots \\ {}^bM_{\text{Pr}_i,Z} \end{bmatrix} \equiv \underbrace{\begin{bmatrix} {}^{ba}\mathbf{R} \ {}^a\vec{e}_x \\ {}^b\vec{r}_{\text{Pr}_i} \times ({}^{ba}\mathbf{R} \ {}^a\vec{e}_x) \end{bmatrix}}_{{}^{ba}\mathbf{C}_i} \underbrace{c_{\text{Pr}_i} \frac{\pi}{8} D_{\text{Pr}_i}^2 \varrho_{\text{Fl}} u^2}_{{}^aF_{\text{Pr}_i} \equiv \hat{u}_i} \quad (5.10)$$

$${}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}} = \sum_{i=1}^6 {}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}_i} \equiv \underbrace{\begin{bmatrix} {}^{ba}\mathbf{C}_1 & \dots & {}^{ba}\mathbf{C}_6 \end{bmatrix}}_{{}^{ba}\mathbf{C}} \underbrace{\begin{bmatrix} {}^aF_{\text{Pr}_1} \\ \vdots \\ {}^aF_{\text{Pr}_6} \end{bmatrix}}_{\hat{\mathbf{u}}} \quad (5.11)$$

Anstatt jedoch die individuellen Thruster anzusprechen, soll eine Regelung die resultierenden Lasten gesammelt in ${}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}_i}$ für die jeweiligen Bewegungsrichtungen als direkte Eingangsgrößen \mathbf{u} gemäß Gl. (5.12) verwenden. Dadurch wird zum einen deren Linearkombination gegenüber den einzelnen Schubkraftvektoren berücksichtigt. Zum anderen erleichtert diese Wahl das Verständnis über die zu erwartenden Korrekturen und ermöglicht eine Loslösung von einer spezifischen Thrusterzahl. Wie letztlich der Informationstransport zwischen aufzubringender Antriebslast und zu realisierender Umsetzung (z.B. Drehzahl- oder Spannungsvorgabe) erfolgt, obliegt somit der eigentlichen Antriebssteuerung. Für diese wechselseitige Verknüpfung zwischen \mathbf{u} und $\hat{\mathbf{u}}$ durch Gl. (5.13) ist aber im Falle einer nicht quadratischen Form von \mathbf{C} deren Moore-Penrose-Inverse \mathbf{C}^+ notwendig⁸. Deren Berechnung erfolgt dann unter den Bedingungen, dass nur reelle Zahlen in \mathbf{C} vorkommen und diese einen vollen Zeilenrang besitzt.

$${}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}} \equiv \mathbf{u} = {}^{ba}\mathbf{C} \hat{\mathbf{u}} \quad (5.12)$$

$$\hat{\mathbf{u}} = \begin{cases} {}^{ba}\mathbf{C}^{-1} \mathbf{u} & \text{falls } \mathbf{C} \in \mathbb{R}^{m \times m} \\ {}^{ba}\mathbf{C}^+ \mathbf{u} & \text{falls } \mathbf{C} \in \mathbb{R}^{m \times n} \text{ mit } \mathbf{C}^+ = \mathbf{C}^T (\mathbf{C} \mathbf{C}^T)^{-1} \end{cases} \quad (5.13)$$

Mit der Festlegung, dass die einzelnen Lastkomponenten als Eingangsgrößen in das Zustandsraummodell eingehen, ist \mathcal{B} bestimmbar. Dazu bedarf es einer partiellen Ableitung der Lasten des Antriebssystems $\boldsymbol{\tau}_{\text{Pr}}$ (vgl. Gl. (2.56), Seite 39). Für das behandelte

⁸Die beschriebene Situation tritt immer dann auf, sofern die Anzahl der Thruster nicht mehr der der untersuchten DOFs übereinstimmt.

UUV entsprechen diese ausschließlich den Triebwerkslasten τ_{Pr} . Damit lässt sich die Hilfsmatrix \mathbf{U} in der konkreten Anwendung als Einheitsmatrix identifizieren.

$$\mathcal{B} = \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} \\ \mathbf{M}^{-1} \mathbf{U}_i(t) \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{6 \times 6} \\ \mathbf{M}^{-1} \end{bmatrix} \quad \text{mit } \mathbf{U}_i(t) = \left. \frac{\partial {}^b \tau_{\text{PT}}}{\partial \mathbf{u}} \right|_{\text{d}} \equiv \mathbf{I}_{6 \times 6} \quad (5.14)$$

Mit allen diskutierten Festlegungen und Vereinfachungen sowie unter Berücksichtigung eines proportionalen Regelgesetzes (vgl. Gl. (2.30), Seite 28) ist abschließend noch Gl. (5.15) als die zurückgeführte Zustandsgleichung anzugeben. Während darin die Dynamikmatrix in Abhängigkeit der veränderlichen Betriebspunkte steht, sind für die Rückführungsmatrix \mathcal{K} konstante Regelverstärkungen für alle Ecksysteme beabsichtigt. Für deren Reglersynthese soll später auf den LMI-Ansatz zurückgegriffen werden.

$$\Delta \dot{\mathbf{x}}_i(t) = \mathcal{A}_{C,i}(t) \Delta \mathbf{x}_i(t) \quad \text{mit } \mathcal{A}_{C,i}(t) = \mathcal{A}_i(t) - \mathcal{B}_i \mathcal{K} \quad (5.15)$$

5.3. Einsatzszenario

Für eine Systemanalyse ist die Angabe von sinnvollen Betriebspunkten erforderlich. Dafür muss als Erstes bekannt sein, an welchem Ort und zu welcher Zeit eine Missionsfahrt mit dem Vehikel erfolgen soll. Im vorliegenden Fall soll das UUV in der Ostsee ganzjährig zum Einsatz kommen können. Damit sind die Schwankungen hinsichtlich Temperatur und Salinität im Brackwassermeer zu berücksichtigen, welche NAUMANN ET AL. [5.12] detailliert beschreiben. Mit Hilfe identifizierbarer Ober- und Untergrenzen dieser Abhängigkeiten (vgl. Tabelle D.7, Seite 187) ist die Wasserdichte als Intervallvariable $[\rho_{\text{Fl}}]$ unter Einbeziehung der Bathymetrie kalkulierbar (vgl. Gl. (3.1)). Für eine Ermittlung der Schranken von τ_{HD} kann eine Skalierung der Lasten vorgenommen werden. Die zugehörigen Koeffizienten der dafür abermals ermittelten Polynome sind in den Tabellen D.5 und D.6 (ab Seite 186) zusammengestellt.

Als nächstes wird die Geradeausfahrt als gewollter Zustand angestrebt, welcher in der Bewegungsplanung durch die MEB begünstigt wird. Damit ist lediglich die Angabe einer Gleitgeschwindigkeit in \mathbf{X}_{b} notwendig. Diese ist wiederum durch die technischen Möglichkeiten des Vehikels eingeschränkt, was im Speziellen die Leistungsfähigkeit der installierten Thruster betrifft. Konkret sollen diese vom Typ „T200“ von BLUE ROBOTICS [5.13] sein. Mit verfügbaren Daten lassen sich für diesen funktionale Zusammenhänge zwischen diversen Parametern visualisieren (Abb. 5.4a). Wird der Herstellerempfehlung gefolgt und die Thruster bei 16 V betrieben, resultiert daraus ein theoretischer Intervall für die

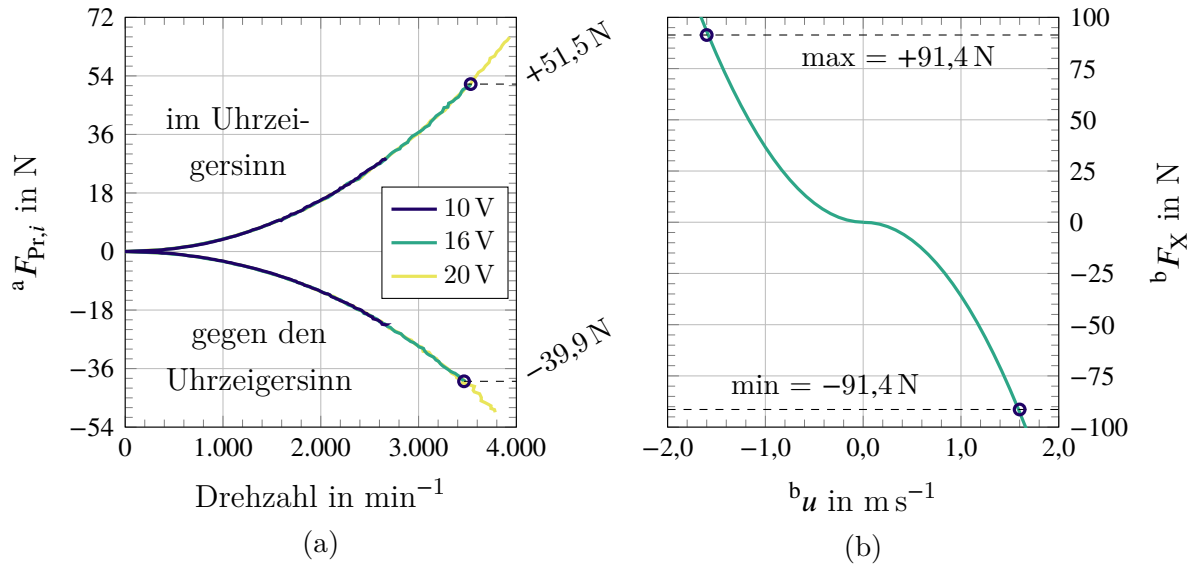


Abbildung 5.4.: Schubkraftverläufe des „T200“ Thrusters von BLUE ROBOTICS [5.13] für anliegende Betriebsspannungen in (a) sowie die Identifizierung von Geschwindigkeitsgrenzen für 16 V in (b)

Längsgeschwindigkeit von $[u] = \pm 1,60 \text{ m s}^{-1} \approx \pm 3,10 \text{ kn}$. Dazu wird angenommen, dass die Zuströmung zu Thruster 1 sowie Thruster 2 ungestört erfolgt⁹ und sie in Summe die approximierte Längskraft (vgl. Abb. 5.2a) auf das UUV überwinden können (Abb. 5.4b).

Die Festlegung einer operativen Gleitgeschwindigkeit auf $V_M = 1,5 \text{ kn}$ erscheint unter den vorangegangenen Erklärungen als realisierbar. Sie wird deshalb für die Bewegungsplanung im Zuge einer Beispielmission als Eingabegröße definiert (Abb. 5.5). Das dafür vorgesehene Band besteht aus drei Passagen mit einer jeweils unterschiedlichen Anzahl an Knoten und berücksichtigt darüber hinaus ein Hindernis. Die der MEB übergebenen Informationen sind in Abschnitt D.3 aufgelistet. Ziel für das UUV ist derweil ein Abfahren der Bahnkurve $s(t)$ innerhalb einer einzuhaltenden Zeitspanne und die Rückkehr nahe zum Startpunkt bei simultanem Halten eines konstanten Abstandes zum Meeresgrund. Dessen bathymetrische Gestalt ist bekannt und in seinen Konturen als Hintergrund für Abb. 5.5 visualisiert.

Das Resultat einer anschließenden Verformung der Bahnkurve ist in ihrer Profilsicht durch Abb. 5.6 dargestellt. Für diese wurde jedoch durch den Algorithmus kein

⁹Für eine bessere Datengrundlage bietet sich die Durchführung von Pfahlzugversuchen an, in denen die Schubkraft des wie auch immer strömungstechnisch beeinträchtigten Antriebs unter realistischen Bedingungen bestimmt wird.

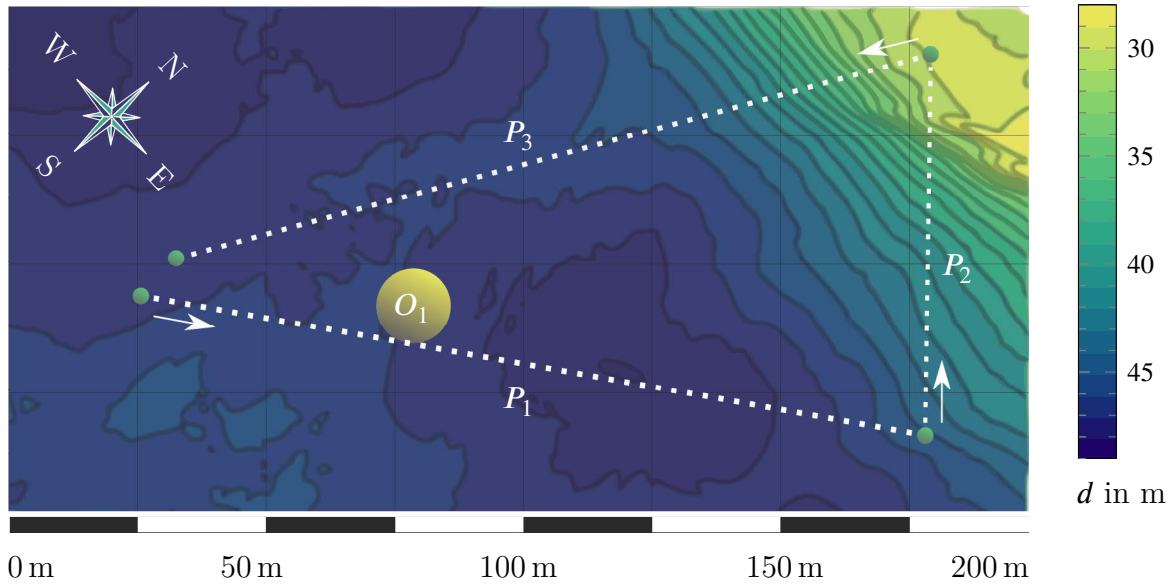


Abbildung 5.5.: Missionsplanung für ein Abfahren der Passagen P_1 bis P_3 bei einem Ausweichen von Hindernis O_1 sowie einem Halten des Abstandes gegenüber dem Meeresboden

5

Kräftegleichgewicht zwischen den einzelnen Ansprüchen gefunden. Stattdessen spiegelt sie das Ergebnis wieder, welches nach $m = 100$ Iterationen ermittelt wurde. Als Ursache des bestehenden Konflikts tritt währenddessen die Unvereinbarkeit der Anforderungen „konstanter Bodenabstand“ und „Bewegung innerhalb des Passagenbereichs“ im Trajektorienabschnitt zwischen 250 m bis 300 m hervor. In diesem ist ferner eine erhöhte Geschwindigkeit festzustellen. Tatsächlich überschreitet sie mit einem Wert von $V_M = 3,382 \text{ m s}^{-1}$ sogar die erlaubte Längsgeschwindigkeit. Im Gegensatz dazu steht ein maximaler Wert von $2,523 \text{ m s}^{-1}$ beim Ausweichen des Hindernisses O_1 bei $s = 58,419 \text{ m}$. Eine alternative Missionsbeschreibung, in welcher die Passage P_3 nochmal unterteilt ist und in der sich nach $m = 26$ Iterationen eine Lösung einstellt. Das unterstreicht die Bedeutung einer geeigneten Initialplanung ($m = 0$). Zum Zwecke einer ausführlicheren Diskussion von Ergebnissen wird aber die erste Missionskonfiguration gewählt.

Insgesamt ergeben sich für das in Gl. (5.2) definierte Modell infolge der zwei variablen Systemgrößen vier mögliche Ecksysteme, die als Sys_{II} , Sys_{SI} , Sys_{IS} und Sys_{SS} zu bezeichnen sind. Damit ist gleichzeitig $n_v = 2^2$ festzustellen. Diese Anzahl würde sich auf 2^4 erhöhen, sofern bspw. noch jeweils α und β in eng definierten Bereichen mitberücksichtigt würden. In ihrer Quantität lassen sich währenddessen die in Betracht gezogenen Größen wie folgt angeben:

- $[\rho_{\text{FI}}] = \{\rho_{\text{FI}} \in \mathbb{R} \mid 999 \leq \rho_{\text{FI}} \leq 1025\}$ in kg m^{-3} und
- $[V_{\text{M}}] = \{V_{\text{M}} \in \mathbb{R} \mid 0,90 \leq V_{\text{M}} \leq 3,30\}$ in kn.

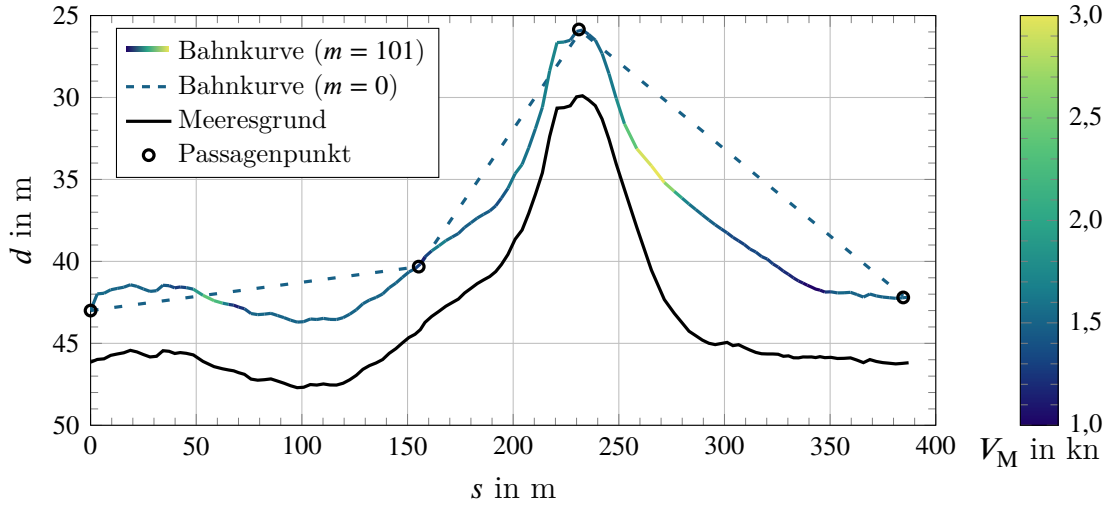


Abbildung 5.6.: Resultierende, diskrete Trajektorie der durch die MEB verformten Inertialbahn in der Profilansicht

5.4. Systemanalyse und Reglersynthese

Mit einem Einsetzen der bekannten Intervallgrenzen in das unsichere dynamische Systemmodell aus Gl. (5.2) lassen sich die Ecksysteme $\text{Sys}_{\text{II}}(\underline{\rho}_{\text{FI}}, \underline{V}_{\text{M}})$ bis $\text{Sys}_{\text{SS}}(\overline{\rho}_{\text{FI}}, \overline{V}_{\text{M}})$ bei einer Linearisierung um den Betriebspunkt \mathbf{x}_{op} quantitativ bestimmen. Letztgenannter ist durch die Forderungen nach ${}^{\text{s}}\mathbf{p}_{\text{P}} = [{}^{\text{s}}\vec{r} \ 0 \ 0 \ \psi]^{\text{T}}$ und ${}^{\text{b}}\mathbf{q}_{\text{P}} = [V_{\text{M}} \ \mathbf{0}_{5 \times 1}]^{\text{T}}$ beschrieben. In Konsequenz liegen die zugehörigen Eckmatrizen \mathcal{A}_{II} bis \mathcal{A}_{SS} vor und eine Berechnung der jeweiligen Eigenwerte Λ_i ist analog zu Gl. (2.43) (Seite 33) vorzunehmen. Sie sind mit Abb. 5.7 dar- sowie in Tabelle D.9 (Seite 188) zusammengestellt. Dabei wird durch die Lage einzelner Werte im Koordinatenursprung sowie in der rechten komplexen Halbebene ersichtlich, dass die Systeme neben stabilen ebenso grenz- und instabile Zustände aufweisen. Die beiden Letztgenannten sollen zwangsläufig durch die Polbereichsvorgabe (vgl. Abschnitt 2.4.2) im Rahmen des geregelten Systemmodells nach Gl. (5.15) in die LKH verschoben werden.

Für das Aufstellen der gewollten LMI-Bedingungen können die Eigenwerte der unregelten Systeme als Orientierung dienen. Grundsätzlich wird jedoch die Notwendigkeit einer Stabilitätsreserve vorangestellt, womit $\gamma_{\text{d}} > 0$ einhergeht. Umgekehrt sind ebenso

zu große Regelverstärkungen unerwünscht, die ein zu starkes und zu langes Schwingen als Folge haben würde. Aus diesem Grund erfolgt eine Begrenzung der Eigenwertverschiebungen nach links durch die Definition eines Kreisgebietes unter Verwendung von $\gamma_q > 0$ und $\gamma_r > 0$. Auf die Spezifizierung weiterer einzuhaltender Auflagen wird jedoch an dieser Stelle verzichtet, weil nicht die Absicht verfolgt wird die bestmögliche Regelverstärkung für das UUV zu finden. Dafür sind ohnehin zusätzliche Faktoren wie bspw. die Sensibilität der eingebauten Messsensoren oder die der Aktorensteuerung zu berücksichtigen. Stattdessen soll demonstriert werden, dass die beschriebene Vorgehensweise zu einer gemeinsamen Regelverstärkung \mathcal{K} führen kann. Wird hingegen kein Ergebnis erreicht, sollten zunächst die Gebietsparameter variiert werden, wobei eine geringere Anzahl an Veränderlichen ebenfalls vorteilhaft ist.

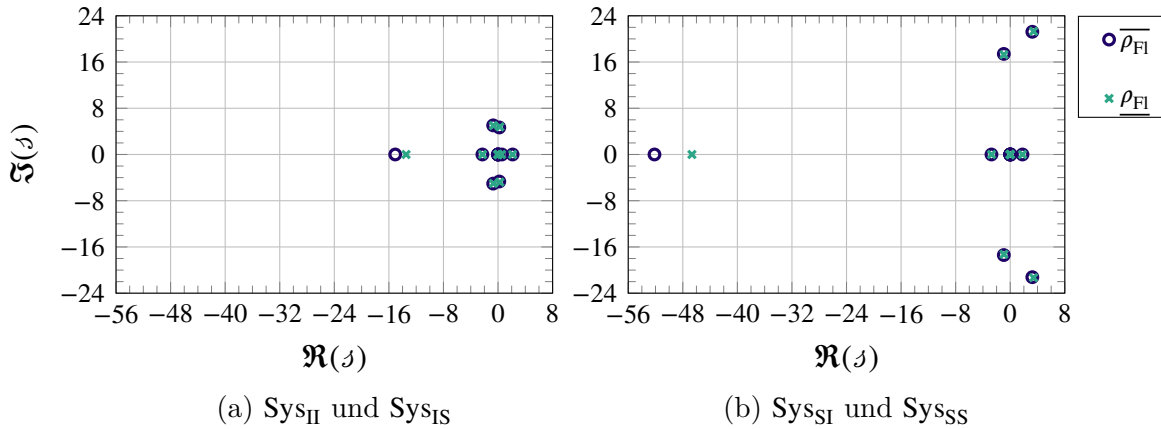


Abbildung 5.7.: Eigenwerte der ungeregelten Ecksysteme für die (a) minimale \underline{V}_M und (b) maximale Momentangeschwindigkeit \overline{V}_M

Im vorliegenden Beispiel war das Finden von \mathcal{K} über alle Systeme hinweg durch den Solver der Programm-Bibliothek *YALMIP* gleichwohl erfolgreich. Mit Hilfe der Dynamikmatrizen $\mathcal{A}_{C,i}$ für die geregelten Ecksystemmodelle aus Gl. (5.15) konnten daraufhin die beeinflussten Eigenwerte bestimmt und in Abb. 5.8 visualisiert werden. Im Unterschied zu Abb. 5.7 liegen diese nun erwartungsgemäß links der Stabilitätsreserve, womit alle Zustände als stabil zu charakterisieren sind. Gleichzeitig halten alle Werte die zweite geforderte LMI-Gebietsbedingung ein. Dabei fällt speziell in Abb. 5.8a auf, dass sie zur linken Grenze einen großen Abstand aufweisen. Eine alleinige Reglersynthese für Sys_{II} und Sys_{IS} böte demnach noch Potential für eine individuellere Auslegung. Die könnte bspw. angesichts von Eigenwerten gewollt sein, welche augenscheinlich einen Dämpfungs-

$\text{grad } \mathcal{D} > \frac{1}{\sqrt{2}}$ besitzen¹⁰. Eine solche Anpassung unterbinden jedoch die zugehörigen Resultate für Sys_{SI} und Sys_{SS} (Abb. 5.8b).

Generell muss es beim LMI-Ansatz als Nachteil angesehen werden, dass sich gefundene Reglerverstärkungen nicht optimal auf das Antwortverhalten von bestimmten Kombinationen der unsicheren Systemparameter auswirken können. Als Beispiel wäre eine vermeidbare, weil eigentlich zu langsame Reaktion anzuführen. Aus Sicht des Autors wird diese Beeinträchtigung jedoch durch den Vorteil aufgewogen, dass das geregelte System in der Lage ist auf wahrscheinlich auftretende Einflüsse in der chaotischen Umwelt ohne weitere Modifikationen im Regelprozess reagieren zu können.

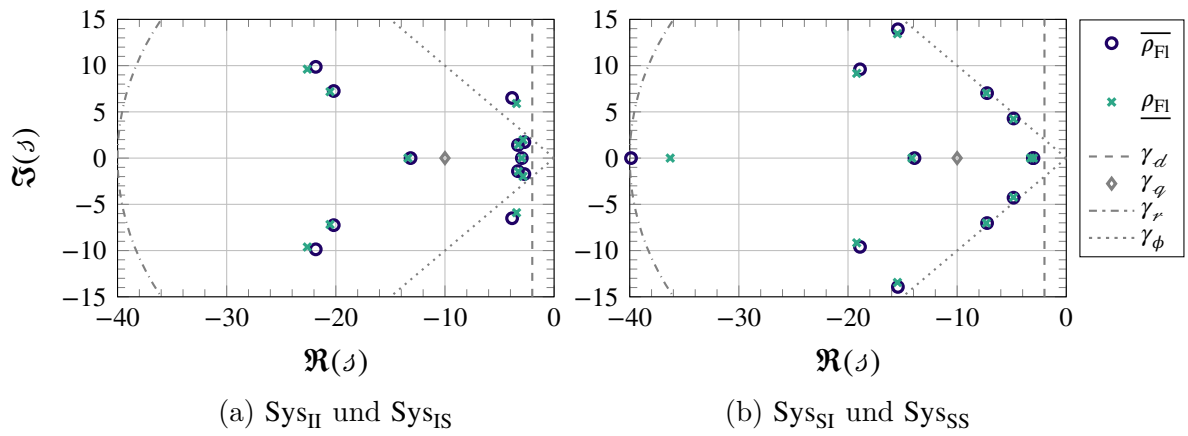


Abbildung 5.8.: Eigenwerte der geregelten Ecksysteme für die (a) minimale $\left(\underline{V}_{\text{M}}\right)$ und (b) maximale Momentangeschwindigkeit $\left(\overline{V}_{\text{M}}\right)$ unter jeweiliger Kennzeichnung der durch $\gamma_d = 2$, $\gamma_q = 10$ und $\gamma_r = 30$ sowie $\gamma_\phi = 45^\circ$ definierten LMI-Gebiete

¹⁰Zu deren einfacheren Ausweisung findet sich in Abb. 5.8 ein zusätzliches, durch $\gamma_\phi = 45^\circ$ gekennzeichnetes Gebiet.

KAPITEL 6

SCHLUSSTEIL

Um den Lesern eine abschließende Übersicht über die vergangenen Seiten zu ermöglichen, werden im Folgenden die wichtigsten Eckpunkte und Erkenntnisse der einzelnen Kapitel wiederholt. Ein ausführlicher Blick auf zukünftige Fragestellungen und mögliche Anknüpfungspunkte für weitere Themenschwerpunkte schließen das Kapitel ab.

6.1. Zusammenfassung

Die Regelung eines Systems kann nur so gut sein, wie die der Strecke zur Verfügung gestellten Parameter. Ausgehend von diesem Grundsatz ermöglichte die vorliegende Dissertationsschrift verschiedenste Einflüsse auf ein UUV umfänglich zu interpretieren und sie differenziert miteinander in Relation setzen zu können. Dafür wurde den Lesern mit Kapitel 2 eingangs die Möglichkeit geboten trotz der unterschiedlich angeschnittenen Wissensdisziplinen mit einem einheitlichen Verständnis die theoretischen Aspekte der Arbeit verfolgen zu können. Dazu zählten unter anderem die Herleitung der nichtlinearen Bewegungsgleichungen, deren Überführung in den Zustandsraum sowie die Generierung eines linearen Modells. Letzteres berücksichtigte dabei den Mangel an Informationen durch die Abhängigkeit gegenüber eines Parametervektors, welcher die Unsicherheiten im Prozess repräsentierte.

In Kapitel 3 standen explizit diese zu untersuchenden Einflussgrößen sowie die Frage im Mittelpunkt, ob sie als Intervallvariablen beschrieben werden können. Dazu wurde anfänglich die Fluidichte eingehender betrachtet und anhand von zwei realistischen Umgebungen verdeutlicht, weshalb es notwendig ist, sie nicht immer als Konstante aufzufassen. Stattdessen erlaubten Erkenntnisse aus der Ozeanographie sie als Funktion von Druck, Salinität und Temperatur zu quantifizieren. Das wiederum gestattet bei bekannten oder zu mindestens wahrscheinlichen Randbedingungen die Bestimmung von

gültigen oberen und unteren Werteschränken.

Dies erwies sich hinsichtlich der hydrodynamischen Zähigkeitslasten, aufgrund der in ihnen konzentrierten Abhängigkeiten gegenüber zahlreichen Stellgrößen, als weitaus schwieriger. Es konnte aber mit Hilfe einer nahezu vollständig umlaufenden, experimentellen Erfassung der an einem ROV wirkenden Lasten die außerordentliche Richtungsabhängigkeit der Kraftkomponenten veranschaulicht werden. Gleichzeitig gelang dadurch eine Betonung der Tragweite des gewählten Betriebspunktes für die Linearisierung eines nichtlinearen Modells. Ferner konnte nachgewiesen werden, dass sich die funktionale Beschreibung der zugehörigen Beiwertverläufe grundsätzlich ändert. Konkret waren auf diese Weise nicht nur die Umkehr des Funktionsanstieges festzustellen, sondern darüber hinaus das Auftreten zusätzlicher Wendepunkte.

Einen zweiten Schwerpunkt bildete die kritische Diskussion der gängigen Praxis bekannte Einzelabhängigkeiten bei scheinbar genügend kleinen Änderungen linear zu überlagern. Dazu wurden experimentell validierte CFD-Ergebnisse einzeln überlagerter und kombinierter Zustände von Anstell-, Schiebe- sowie Ruderwinkeln an einem ROTV miteinander verglichen. Es konnte eine Abweichung von bis zu 24 % festgestellt werden sofern allein die Strömungsrichtung variierte. Bei einer zusätzlichen Änderung der Geometrie infolge des maximalen Ruderlegens erhöhte sich diese Diskrepanz bis auf 74 %. Vertretbare Differenzen kleiner als 10 % waren hingegen nur bis zu $\pm 3^\circ$ für die jeweiligen Stellgrößen festzustellen. Daraus ist die Konsequenz zu ziehen UUVs möglichst umfassend zu untersuchen, um die Schranken der auf sie wirkenden Zähigkeitslasten gegenüber ihren einzelnen Abhängigkeiten quantifiziert angeben zu können.

6

Mit den hydrodynamischen Trägheiten wurden im Anschluss die beschleunigungsabhängigen Lasten thematisiert. Für deren Ermittlung wurde die REM als numerisches Verfahren und die ihr zugrundeliegende Mathematik vorgestellt. Verschiedene Beispiele erlaubten die Verifizierung des eigens programmierten Solvers sowie die Vorstellung in welchem Rahmen und unter welchen Randbedingungen eine Anwendung erfolgen kann. Die Erläuterungen boten zudem die Gelegenheit zur Einführung der hydrodynamischen Trägheitszahl, welche sich als das Verhältnis der hydrodynamischen gegenüber der ursprünglichen Trägheitseigenschaft des Körpers charakterisiert. Sie ermöglicht den Direktvergleich unterschiedlicher Objekte und gestattet bereits im Entwurfsprozess eine Beurteilung, welche Einträge in der hydrodynamischen Trägheitsmatrix zu beachten sind.

Als nicht direkt quantifizierbare, aber durchaus in Betracht zu ziehende Systemunsicherheiten waren zuletzt Wellen und Strömungen identifiziert worden. Die Veranschauli-

chung der Erstgenannten basierend auf unterschiedlicher Wellentheorien erlaubte hierbei eine augenblickliche Beurteilung der Notwendigkeit ihrer Berücksichtigung. Weiterhin wurde erklärt, wie die stochastischen Charakteristika des irregulären Seegangs nutzbar sind, um einen Störgrößen-Generator durch die Nutzung einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zu modellieren. Zum Abschluss erfolgte die Modellierung einer alleinigen Strömung als störende Drift innerhalb von Ekman-Schichten in der Nähe von Meeresoberfläche und -grund. Auf Basis einer gemeinschaftlichen Notation war deren mathematische Beschreibung sowie die exemplarische Darstellung beider vereinfachten Vorgänge möglich. Dadurch gelang es eine konstant vorgegebene Strömung als zusätzliche Störgröße realitätsnah zu beschreiben.

Kapitel 4 stellte den entwickelten MEB-Algorithmus zur dreidimensionalen Bewegungsplanung detailliert vor. Dieser gewährte als diskretes Verfahren die Ermittlung sinnvoller Solltrajektorien. Dazu schloss er die separat ermittelten, dynamischen Eigenschaften des betrachteten Fahrzeugs für eine Verformung der bekannten Initialbahn mit ein. Hierdurch würde eine spätere Regelung in einem geringeren Maße in Anspruch genommen werden als dies bei einer alleinigen Fokussierung auf die Kinematik notwendig wäre. Ein auf diesem Weg bestimmtes Resultat entsprach einem Gleichgewicht einzelner Anforderungen. Zu ihnen zählten neben den priorisierten Kollisionsvermeidungen mit Hindernissen und anderen Vehikeln ebenso das Einhalten von Toleranzen gegenüber der Ursprungsplanung sowie dem Meeresgrund oder der Meeresoberfläche. Für Letztgenanntes ist es unerlässlich, dass die zu berücksichtigende Bathymetrie oder eine Referenztiefe dem Algorithmus bekannt sind.

Beispielhaft konnte anhand von 11 Variationen gegenüber eines Musterszenarios demonstriert werden, welche Auswirkungen die einzelnen Vorgaben auf die finale Kursplanung besitzen. Für alle war festzustellen und positiv hervorzuheben, dass die MEB eine Bewegungsplanung bei Berücksichtigung von gesetzten Grenzen unter ihren diversen Anforderungen erfolgreich umsetzte. Im Einzelfall bedurfte es nichtsdestotrotz an genügend Erfahrung, die geeigneten Einstellungen für die vielen Stellschrauben zu setzen. Das ist jedoch als Kehrseite eines jeden Verfahrens zu akzeptieren, welches die Absicht verfolgt einen möglichst großen Anwendungsbereich abzudecken.

Eine thematische Zusammenführung der bis dahin diskutierten Inhalte fand in Kapitel 5 statt. Dazu wurden zunächst die nichtlinearen Bewegungsgleichungen eines UUVs exemplarisch in ein lineares Zustandsmodell überführt. Anschließend erfolgte die Ermittlung der relevanten zähigkeits- und beschleunigungsabhängigen Lasten. Dabei erlaubten die Erstgenannten, in Relation zur möglichen Schuberzeugung der Thruster, eine Identi-

fizierung der theoretischen Schranken für die Momentangeschwindigkeit. Diese konnten mit Hilfe einer durch die MEB verformten Plantrajektorie für einen Anwendungsfall weiter eingegrenzt werden. Als zweite beispielhafte Einflussgröße stand die Fluidichte und deren ganzjährige Quantifizierung in der Ostsee im Fokus. Als Resultat konnten dadurch insgesamt vier extreme Betriebspunkte benannt werden, die in vier Ecksystemen resultierten. Deren Analyse zeigte anhand ihrer jeweiligen Eigenwerte, welche unter anderem instabile Zustände aufdeckte, die Notwendigkeit einer Regelung im endgültigen Betrieb. Für eine gemeinsam gesuchte Regelverstärkung aller Ecksysteme wurde die Polbereichsvorgabe mit Hilfe gesetzter LMI-Bedingungen umgesetzt. Darunter befand sich zum einen das Vorsehen einer Stabilitätsreserve und zum anderen eine Begrenzung der Schwingungsfrequenzen. Die im Ergebnis feststehende Rückführungsmatrix ermöglichte letztlich den Nachweis, dass die geregelten Strecken jedes Ecksystems als stabil zu charakterisierende Eigenwerte aufweisen konnten.

Letzten Endes hat die vorliegende Arbeit gezeigt, wie tiefgehendes Systemverständnis von UUVs, zweckmäßige Bewegungsplanung am Beispiel der MEB und umfängliche Reglersynthese basierend auf Polbereichsvorgabe und Intervallvariablen ineinander greifen können. In Anbetracht der noch größtenteils unbekannten Tiefsee und der Notwendigkeit nach technischen Lösungen zu ihrer Erkundung soll diese Dissertationsschrift als Orientierung und Inspiration für deren Entwicklung und Einsatzmöglichkeiten dienen.

6.2. Ausblick

Mit der Absicht das Systemverständnis über einen existierenden oder neuen Unterwasserkörper zu verbessern, dienen die in Kapitel 3 genannten Parameter als Grundlage für zielgerichtete Analysen. Es ist aber absehbar, dass zukünftig gestaltete AUOs sich vermehrt die Natur als Vorbild nehmen. Bereits jetzt sind bionisch geprägte Konzepte hinsichtlich Formgebung und Propulsion¹ erwerbbar. Ein Auseinandersetzen mit den auf sie einwirkenden Belastungen ist in jedem Fall unvermeidlich. Ein Gefährt aber nur als einen einzigen, starren Körper anzusehen, scheint mit Blick auf die flexiblen Strukturen unangemessen. Stattdessen sollte das Prinzip von Mehrkörpersystemen aus der Robotik ebenso vermehrt im Unterwasserbereich zum Tragen kommen. Damit verbunden ist die gründliche Erfassung der verschiedenen Abhängigkeiten und eine umsichtige Beschreibung der auftretenden Interaktionen (vgl. Abschnitt 3.3). Dies gilt exemplarisch jedoch

¹Als Beispiele seien der „*BOSS Manta Ray*“ von EVOLOGICS [6.1] und der „*Robo-Shark*“ von NAVY RECOGNITION [6.2] genannt.

genauso, wenn ein ROTV mehrere Magnetometer hinter sich herschleppt.

Die Koppelwirkungen beschränken sich allerdings nicht nur auf zähigkeitsbedingte Lasten. Sie treten ebenfalls für die zu berücksichtigenden Trägheiten in Erscheinung. Dieser Fakt wurde in der Arbeit (vgl. Abb. 3.14b) aber nur kurz angesprochen. Es bietet sich deshalb an, beengte und nicht allseitig ausgedehnte Operationsräume in den Fokus zu rücken. Ziel muss hierbei die Quantifizierung der Beeinträchtigung von hydrodynamischen Trägheitszahlen sein. Die Ergebnisse sind speziell für den UUV-Einsatz bei Operationen in und an Pipelines sowie bei Untersuchungen von Höhlen, Wracks oder Schiffen in Nähe des Kais von Interesse. Gleiches gilt für Andockmanöver ebenso wie für kooperative Manöver, bei denen sich zwei oder mehrere Körper eng beieinander befinden oder miteinander agieren.

Ein anderer Aspekt, der bisher bewusst vernachlässigt wurde, ist die Betrachtung von frequenzabhängigen, hydrodynamischen Dämpfungstermen. Sie treten in Zusammenspiel mit einer Schwingungsanregung auf und resultieren in der Regel aus dem Seegang. Für die Arbeit wurde eine Vereinfachung getroffen, dass sich die AUOs ausreichend weit von der Meeresoberfläche entfernt befinden (vgl. Abschnitt 3.5). Sofern aber bspw. Inspektionen oder Wartungen an Offshoren-Fundamenten ein Arbeiten in Oberflächennähe erfordern, sind sie zwingend zu berücksichtigen. Zugehörige Beiwerte stellen dabei den komplexen Anteil einer Lösung zu einem RWP dar. Dieses verallgemeinert wiederum die in Abschnitt 3.4.2 aufgestellten Randbedingungen. Letztlich ist eine Erweiterung des REM-Solvers auf Basis der Sommerfeld'schen Abstrahlbedingung möglich. Daraus ergibt sich eine Vielzahl an Anknüpfungspunkten, um einen Körper analog den Beispielen der Abschnitte 3.4.4 und 3.4.5 zu untersuchen und die Frage nach einer Intervallbeschreibung der Beiwerte beantworten zu können.

Abseits der Parameter, deren Identifikation ohne Zweifel mit Aufwand verbunden ist, gibt es eine zweite Herangehensweise an die Problematik des Systemverständnisses. Diese findet sich in einem Umdenken auf Seiten der physikalischen Beschreibung. Für die anspruchsvollen Explorationen von Hydrothermalquellen bietet es sich bspw. an, die Unsicherheit gegenüber der Fluidichte durch eine thermodynamische Modell-erweiterung zu begegnen. Als zusätzliche Zustandsgröße kann sie durch ihre bekannten Abhängigkeiten mit Hilfe erprobter Messinstrumente rekonstruiert und schließlich in der Regelung genutzt werden. Anstatt wie häufig die gleichen, stark vereinfachten Systemmodelle zu nutzen, könnten diese Alternativen bessere Resultate erzielen. Das trifft insbesondere dann zu, wenn sie ausgehend von Abschnitt 2.3 den nichtlinearen Charakters der Bewegungsgleichungen berücksichtigen. Hierbei empfiehlt sich die Durchführung

einer exakten Linearisierung, da sie laut ROBENACK [6.3] trotzdem die Verwendung linearer Regelstrukturen erlaubt. Als weitere Schlagworte sind in diesem Zusammenhang die Carleman-Linearisierung² sowie eine Ordnungsreduktion³ zu nennen. Wann und in welchem Maße die genannten Ansätze in Frage kommen, muss Gegenstand weitergehender Betrachtungen für unterschiedlichste Einsatzfälle sein.

Ebenfalls nur mit Hilfe einer großen Anzahl an Szenarien kann die MEB getestet und weiterentwickelt werden, zum Beispiel hinsichtlich der Einbindung eines Fahrbahnwechsel wie ihn SONG ET AL. [6.6] beschreibt. Ausschließlich auf diesem Wege wird die Robustheit des Algorithmus gewährleistet. Aufgrund dessen, dass er in der Arbeit für verschiedenste Aufgaben konzipiert wurde, ergeben sich für ihn zahlreiche Stellschrauben. Die erzielten Ergebnisse können im Anschluss aber ebenfalls als Ausgangsdaten zum Trainieren einer künstliche Intelligenz (KI) dienen. Sie würde ein Loslösen von den Erfahrungswerten eines einzelnen Bedieners erlauben und damit gleichbleibende Qualität bei den Planungen gestatten. Inwieweit sich die MEB dann als online- anstatt wie aktuell noch als offline-Verfahren eignet, ist eine Fragestellung für zukünftige Analysen. Ob sie als „*Embedded Program*“ auf den Steuerungsplatinen von AUOs läuft, hängt jedoch nicht nur von der eigenen Performanz und Zuverlässigkeit des Programms ab. Hier spielen ebenso allgemeine technische Fortschritte, unter anderem hinsichtlich Prozessorleistung, Energiespeicherung oder -nutzung, eine Rolle. Als Vorbild sollen hier 3D Sonare dienen, deren voranschreitende Miniaturisierung in absehbarer Zeit den vermehrten Einbau und Verwendung in AUVs erlaubt (vgl. JONSSIN ET AL. [6.7], WANG ET AL. [6.8] oder LIU ET AL. [6.9]). Aufgrund der dann in situ entstehenden, unter Umständen echtzeitfähigen Kartographie der Umgebung müsste die MEB eine Initialplanung lediglich auf Sichtweite des Sonars modifizieren. Das reduziert zwar einerseits den planbaren Zeithorizont, aber andererseits gleichzeitig die Anzahl notwendiger Knoten.

Abgesehen von den angesprochenen Möglichkeiten ist ein Einsatz des vorgestellten Algorithmus nicht allein auf den Unterwasserbereich beschränkt. Eine Übertragung in andere Operationsräume, wo gleichermaßen Bedarf an einer dreidimensionalen Planung vorliegt, ist denkbar. Gleiches gilt für eine Verwendung der MEB für UUVs und UAVs in Schwarm- oder Anführer/Anhänger-Formationen, wie von BECHLIOULIS ET AL. [6.10] beschrieben.

²Nach WEBER & MATHIS [6.4] werden Nichtlinearitäten als zusätzliche Zustandsvariablen verstanden.

³Laut LUNZE [6.5] erfolgt diese aufgrund der alleinigen Beachtung dominanter Eigenwerte.

ERGÄNZUNGEN ZU KAPITEL 2

A.1. Zu Koordinatensystemen

Im Weiteren gelten die Vereinfachungen für beliebige, kleine Winkel ϕ (vgl. Auflistung). Sofern außerdem in den nachstehenden Matrizen alle Winkel in ihrem Betrag kleiner als 8° sind, besitzen die ebenfalls aufgeführten Approximationen ihre Gültigkeit. Es sei explizit darauf hingewiesen, dass alle, mit Orientierungen in den kartesischen Rechtssystemen in Verbindung stehenden Winkel für einen mathematisch negativen Drehsinn (im Uhrzeigersinn) definiert sind.

- $\cos(\phi) = c\phi$, $\sin(\phi) = s\phi$
- $s\phi \approx \phi$, wenn $\phi \leq 14^\circ$ (Fehler $\leq 1\%$)
- $c\phi \approx 1$, wenn $\phi \leq 8^\circ$ (Fehler $\leq 1\%$)
- $s\phi_1 s\phi_2 \approx 0$, wenn $\phi_1, \phi_2 \leq 14^\circ$

Rotationsmatrizen

Für die in Tabelle 2.2 (Seite 18) angegebenen Beziehungen zwischen den einzelnen Koordinatensystemen können die folgenden, mathematischen Ausdrücke formuliert werden.

$${}^{ba}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} c\gamma_a c\chi_a & c\gamma_a s\chi_a & -s\gamma_a \\ -s\chi_a & c\chi_a & 0 \\ c\chi_a s\gamma_a & s\gamma_a s\chi_a & c\gamma_a \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 1 & \chi_a & -\gamma_a \\ -\chi_a & 1 & 0 \\ \gamma_a & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$${}^{bg}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} c\theta c\psi & c\theta s\psi & -s\theta \\ c\psi s\phi s\theta - c\phi s\psi & c\phi c\psi + s\phi s\theta s\psi & c\theta s\phi \\ s\phi s\psi + c\phi c\psi s\theta & c\phi s\psi s\theta - c\psi s\phi & c\phi c\theta \end{bmatrix} \approx \underbrace{\begin{bmatrix} 1 & \psi & -\theta \\ -\psi & 1 & \phi \\ \theta & -\phi & 1 \end{bmatrix}}_{I_{3 \times 3} - \mathbf{H}(\vec{\lambda})} \quad (\text{A.2})$$

$${}^{\text{bh}}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} c\alpha c\beta & -c\alpha s\beta & -s\alpha \\ s\beta & c\beta & 0 \\ c\beta s\alpha & -s\alpha s\beta & c\alpha \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 1 & -\beta & -\alpha \\ \beta & 1 & 0 \\ \alpha & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$${}^{\text{bp}}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} c\alpha_p c\beta_p & -c\alpha_p s\beta_p & -s\alpha_p \\ c\beta_p s\gamma_p s\alpha_p + c\gamma_p s\beta_p & c\gamma_p c\beta_p - s\gamma_p s\alpha_p s\beta_p & c\alpha_p s\gamma_p \\ c\gamma_p c\beta_p s\alpha_p - s\gamma_p s\beta_p & -c\gamma_p s\beta_p s\alpha_p - c\beta_p s\gamma_p & c\gamma_p c\alpha_p \end{bmatrix}$$

$$\approx \begin{bmatrix} 1 & -\beta_p & -\alpha_p \\ \beta_p & 1 & \gamma_p \\ \alpha_p & -\gamma_p & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$${}^{\text{sp}}\mathbf{R} = \begin{bmatrix} c\gamma c\chi & c\gamma s\chi & -s\gamma \\ -s\chi & c\chi & 0 \\ c\chi s\gamma & s\gamma s\chi & c\gamma \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 1 & \chi & -\gamma \\ -\chi & 1 & 0 \\ \gamma & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

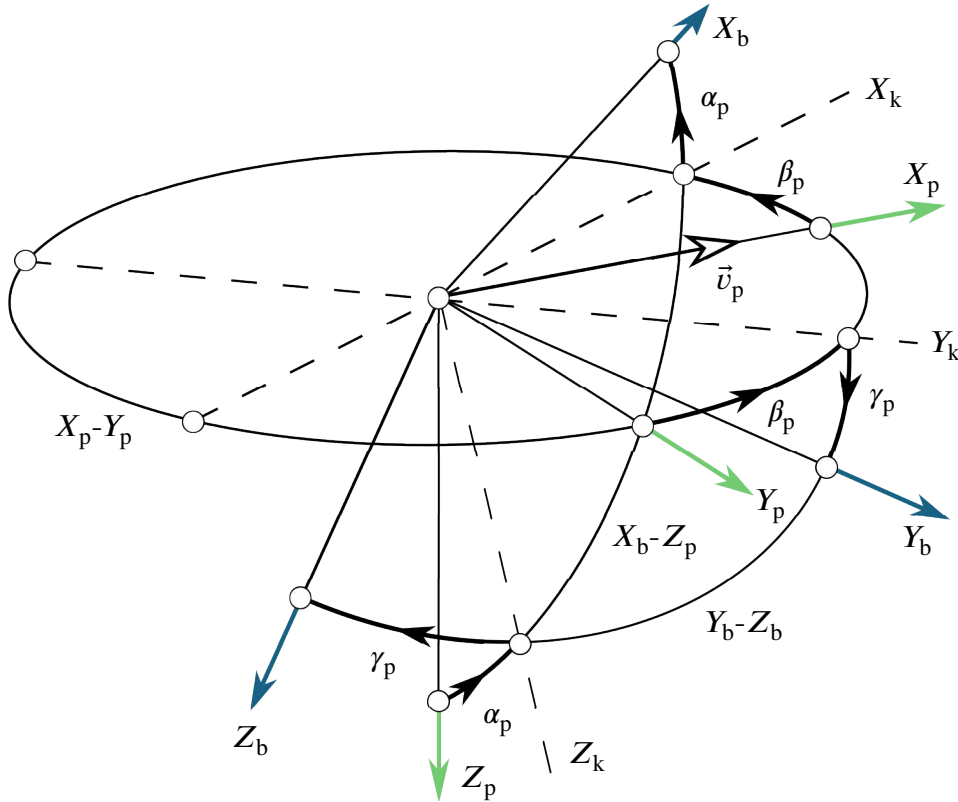


Abbildung A.1.: Definition bahnfester Koordinaten und des Bahngeschwindigkeitsvektors \vec{v}_p sowie notwendiger Winkel und Achsen zu deren Transformation aus CS_p nach CS_b

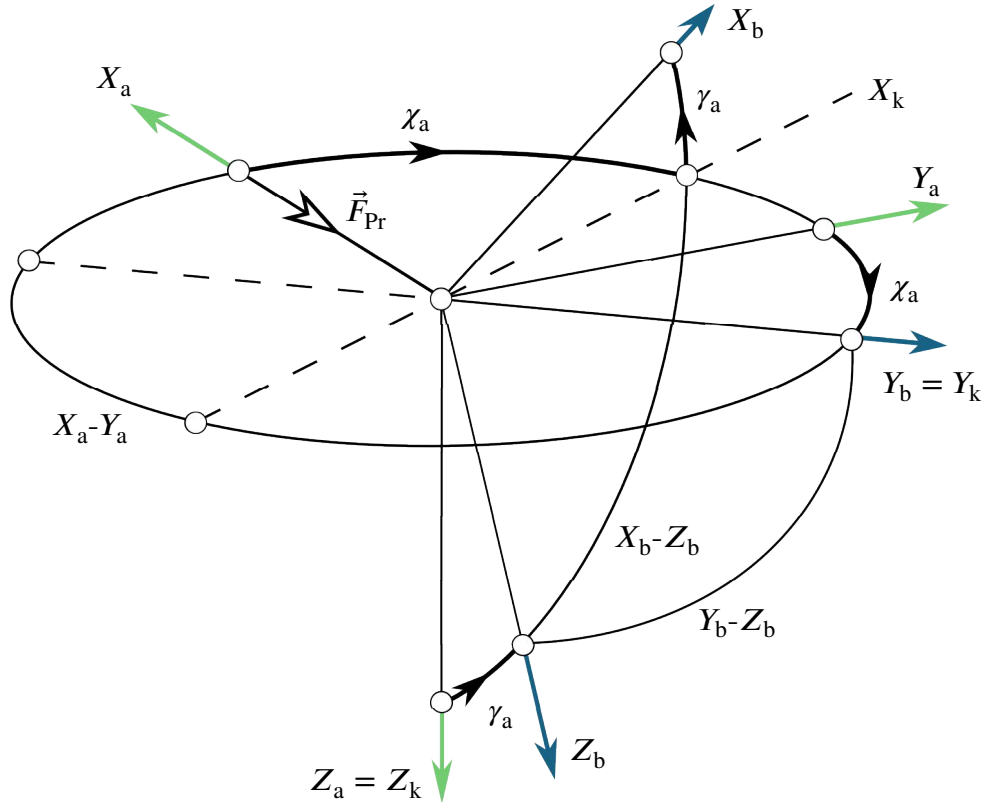


Abbildung A.2.: Definition antriebsfester Koordinaten und des Schubkraftvektors \vec{F}_{Pr} sowie notwendiger Winkel und Achsen zu deren Transformation aus CS_a nach CS_b

Inverse Abbildungsmatrizen

Für die Matrizen in den Gleichungen (A.6) und (A.7) sei wie für Gl. (2.8) (Seite 19) zwecks eines Vergleichs auf FOSSEN [A.1, S. 25] und WOERNLE [A.2, S. 76] verwiesen. Zu betonen ist außerdem ein Bezug zu die XYZ-Kardan-Winkelfolge gemäß DIN 9300 [A.3].

$${}^{b\lambda}S^{-1} \equiv {}^{\lambda b}S = \frac{1}{c\theta} \begin{bmatrix} c\theta & s\Phi s\theta & c\Phi s\theta \\ 0 & c\Phi c\theta & -s\Phi c\theta \\ 0 & s\Phi & c\Phi \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 1 & 0 & \theta \\ 0 & 1 & -\Phi \\ 0 & \Phi & 1 \end{bmatrix} \quad (A.6)$$

$${}^{g\lambda}S^{-1} \equiv {}^{\lambda g}S = \frac{1}{c\theta} \begin{bmatrix} c\Psi & s\Psi & 0 \\ -c\theta s\Psi & c\theta c\Psi & 0 \\ s\theta c\Psi & s\theta s\Psi & c\theta \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} 1 & \Psi & 0 \\ -\Psi & 1 & 0 \\ \theta & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (A.7)$$

A.2. Zu Bewegungsgleichungen

Massenmatrizen - Einträge und Vereinfachungen

Massenmatrix eines Starrkörpers

Gemäß unterschiedlichster Literaturquellen aus dem Bereich der Technischen Mechanik als Grundlagenfach ist eine Angabe von \mathbf{M}_{Rb} u.a. für Gl. (2.19) (Seite 23) wie folgt möglich.

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\text{Rb}} &= \begin{bmatrix} m_{\text{Rb}} & 0 & 0 & 0 & S_z & -S_y \\ 0 & m_{\text{Rb}} & 0 & -S_z & 0 & S_x \\ 0 & 0 & m_{\text{Rb}} & S_y & -S_x & 0 \\ 0 & -S_z & S_y & J_{xx} & J_{xy} & J_{zx} \\ S_z & 0 & -S_x & J_{xy} & J_{yy} & J_{yz} \\ -S_y & S_x & 0 & J_{zx} & J_{yz} & J_{zz} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} m_{\text{Rb}} \mathbf{I}_{3 \times 3} & -\int_V \mathbf{H}(\vec{r}_{\text{CG}}) \rho \, dV \\ \int_V \mathbf{H}(\vec{r}_{\text{CG}}) \rho \, dV & \mathbf{J}(\rho_{\text{Rb}}, V_{\text{Rb}}) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Dabei berechnen sich die Statistische Momente durch

$$S_x = \int_V x_{\text{CG}} \rho \, dV \quad (\text{A.9})$$

$$S_y = \int_V y_{\text{CG}} \rho \, dV \quad (\text{A.10})$$

$$S_z = \int_V z_{\text{CG}} \rho \, dV \quad (\text{A.11})$$

die Trägheitsmomente hingegen aus

$$J_{xx} = \int_V (y^2 + z^2) \rho \, dV + (y_{\text{CG}}^2 + z_{\text{CG}}^2) \rho \, V \quad (\text{A.12})$$

$$J_{yy} = \int_V (z^2 + x^2) \rho \, dV + (z_{\text{CG}}^2 + x_{\text{CG}}^2) \rho \, V \quad (\text{A.13})$$

$$J_{zz} = \int_V (x^2 + y^2) \rho \, dV + (x_{\text{CG}}^2 + y_{\text{CG}}^2) \rho \, V \quad (\text{A.14})$$

und schließlich die Deviationsmomente nach:

$$J_{xy} = - \int_V x y \varrho dV - x_{CG} y_{CG} \varrho V \quad (\text{A.15})$$

$$J_{yz} = - \int_V y z \varrho dV - y_{CG} z_{CG} \varrho V \quad (\text{A.16})$$

$$J_{zx} = - \int_V x z \varrho dV - x_{CG} z_{CG} \varrho V \quad (\text{A.17})$$

Sie alle können im nachfolgenden Trägheitstensor zusammengefasst werden.

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} & J_{zx} \\ J_{xy} & J_{yy} & J_{yz} \\ J_{zx} & J_{yz} & J_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

Hydrodynamische Massenmatrix des Fluids

Es gilt nach KORNEV [A.4] im allseitig ausgedehnten Fluid die vereinfachende Beziehung, dass $a_{jk} \equiv a_{kj}$ ist. Zudem kann die Fluidichte ρ_{Fl} gemäß Gl. (3.9) als gemeinschaftlicher Faktor aller hydrodynamischer Massen vor die Matrix gezogen werden. Die Variablen V_{jk} stehen unter Verwendung der Randbedingungen als direktes Ergebnis der REM zur Verfügung. Außerdem sind diverse Symmetrien unter Berufung auf CLAUSSE ET AL. [A.5], FOSSEN [A.1, S. 172] sowie LEWANDOWSKI [A.6] für weitere Simplifizierungen nutzbar.

$$\mathbf{M}_{\text{Fl}} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & a_{15} & a_{16} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & a_{25} & a_{26} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ a_{14} & a_{24} & a_{34} & a_{44} & a_{45} & a_{46} \\ a_{15} & a_{25} & a_{35} & a_{45} & a_{55} & a_{56} \\ a_{16} & a_{26} & a_{36} & a_{46} & a_{56} & a_{66} \end{bmatrix} \equiv \rho_{\text{Fl}} \begin{bmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} & V_{14} & V_{15} & V_{16} \\ V_{12} & V_{22} & V_{23} & V_{24} & V_{25} & V_{26} \\ V_{13} & V_{23} & V_{33} & V_{34} & V_{35} & V_{36} \\ V_{14} & V_{24} & V_{34} & V_{44} & V_{45} & V_{46} \\ V_{15} & V_{25} & V_{35} & V_{45} & V_{55} & V_{56} \\ V_{16} & V_{26} & V_{36} & V_{46} & V_{56} & V_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{A.19})$$

Bei einer Symmetrie zur X_b - Z_b -Ebene vereinfacht sich Gl. (A.19) zu:

$$\mathbf{M}_{\text{Fl},XZ} = \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & a_{13} & 0 & a_{15} & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & a_{24} & 0 & a_{26} \\ a_{13} & 0 & a_{33} & 0 & a_{35} & 0 \\ 0 & a_{24} & 0 & a_{44} & 0 & a_{46} \\ a_{15} & 0 & a_{35} & 0 & a_{55} & 0 \\ 0 & a_{26} & 0 & a_{46} & 0 & a_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{A.20})$$

Liegt hingegen eine Symmetrie zur X_b - Y_b -Ebene vor, ergibt sich:

$$\mathbf{M}_{\text{Fl},XY} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 & 0 & a_{16} \\ a_{12} & a_{22} & 0 & 0 & 0 & a_{26} \\ 0 & 0 & a_{33} & a_{34} & a_{35} & 0 \\ 0 & 0 & a_{34} & a_{44} & a_{45} & 0 \\ 0 & 0 & a_{35} & a_{45} & a_{55} & 0 \\ a_{16} & a_{26} & 0 & 0 & 0 & a_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{A.21})$$

Eine vergleichbare Vereinfachung resultiert aus der Symmetrie zur Y_b - Z_b -Ebene:

$$\mathbf{M}_{\text{Fl},YZ} = \begin{bmatrix} a_{11} & 0 & 0 & 0 & a_{15} & a_{16} \\ 0 & a_{22} & a_{23} & a_{24} & 0 & 0 \\ 0 & a_{23} & a_{33} & a_{34} & 0 & 0 \\ 0 & a_{24} & a_{34} & a_{44} & 0 & 0 \\ a_{15} & 0 & 0 & 0 & a_{55} & a_{56} \\ a_{16} & 0 & 0 & 0 & a_{56} & a_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{A.22})$$

Treten Doppelsymmetrien auf ergibt sich \mathbf{M}_{Fl} als die Schnittmenge der Einzelsymmetrien durch:

$$\mathbf{M}_{\text{Fl},IJ-JK} = \mathbf{M}_{\text{Fl},IJ} \cap \mathbf{M}_{\text{Fl},JK} \quad (\text{A.23})$$

Kopplungsmatrix

Mit Referenz auf FOSSEN [A.1, S. 53], kann die Kopplungsmatrix des Starrkörpers \mathbf{N}_{Rb} ebenso wie die des Fluids \mathbf{N}_{Fl} auf eine allgemeinere Bestimmung zurückgeführt werden. Dazu wird sich der vier Untermatrizen einer beliebigen Massenmatrix \mathbf{M} gemäß Gl. (A.24) bedient. Dabei gilt mit Blick auf \mathbf{N}_{Fl} die zuvor erwähnte Bedingung betreffs eines allseitig ausgedehnten Fluids. Es sei explizit auf das fehlende Minuszeichen in Gl. (A.25) hingewiesen, dass ansonsten in diversen Literaturquellen zu finden ist um beharrlich alle Matrizen in den Bewegungsgleichungen aufzusummieren zu können.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{11} & \mathbf{M}_{12} \\ \mathbf{M}_{21} & \mathbf{M}_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{A.24})$$

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} & -\mathbf{H}(\mathbf{M}_{11} \vec{v} + \mathbf{M}_{12} \vec{\omega}) \\ -\mathbf{H}(\mathbf{M}_{11} \vec{v} + \mathbf{M}_{12} \vec{\omega}) & -\mathbf{H}(\mathbf{M}_{21} \vec{v} + \mathbf{M}_{22} \vec{\omega}) \end{bmatrix} \quad (\text{A.25})$$

Messgrößen

Zur Auflistung der unterschiedlichen Messgrößen aus Tabelle A.1 ist im Vorfeld anzumerken, dass aufgrund einer möglichst kompakten Bauweise vorwiegend Messsysteme als Instrumente Verwendung finden, die im Stand sind mehrere Größen (direkt oder indirekt) zu bestimmen.

Tabelle A.1.: Typische Messgrößen meerestechnischer Systeme und gebräuchliche Messinstrumente

<i>Messgröße</i>	<i>Messtyp</i>	<i>Instrument</i>
Anstellwinkel	indirekt	ADCP, Doppler-Log
Azimet	direkt	Magnetkompass
Bahngeschwindigkeit	direkt	ADCP
	indirekt	Doppler-Log
Beschleunigung	indirekt	IMU
Bodenabstand	direkt	Sonar
	indirekt	Altimeter
Drehraten	indirekt	IMU, Kreiselkompass
Druck	direkt	CTD-Sonde, Altimeter
Lagewinkel	direkt	IMU, Kreiselkompass
Oberflächenabstand	direkt	Altimeter
Position	indirekt	USBL
Salinität	indirekt	CTD-Sonde
Schiebewinkel	indirekt	ADCP, Doppler-Log
Temperatur	direkt	CTD-Sonde

A.3. Zu den regelungstechnischen Aspekten

Linearisierung der kinematischen Abweichungen

Für die Komplettierung von Gl. (2.26) (Seite 26) mit T_p erfolgt deren Angabe durch:

$$T_p = \left. \frac{\partial T(p) q}{\partial p} \right|_d \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} & \mathbf{H}(\vec{v}_d) \\ 0 & r_d & 0 \\ \mathbf{0}_{3 \times 3} & -r_d & 0 & 0 \\ & q_d & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.26})$$

Ableitung des Ljapunow-Funktionskandidaten

Für die Ableitung des Funktionskandidaten aus Gl. (2.36) (Seite 30) ergibt sich durch ein Ausnutzen der Eigenschaften von transponierten Matrizen der nachfolgende Ausdruck:

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{V}}(x) &= \dot{x}^T \mathcal{P} x + x^T \mathcal{P} \dot{x} \\ &= \left((\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) x \right)^T \mathcal{P} x + x^T \mathcal{P} \left((\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) x \right) \\ &= x^T \left[(\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K})^T \mathcal{P} + \mathcal{P} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \right] x \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Herleitung von LMIs

Ausgehend von der in Gl. (2.37) (Seite 30) benannten Beziehung und mehrmaliger Verwendung des Zusammenhangs von $\mathbf{I} = \mathcal{P} \mathcal{P}^{-1} = \mathcal{P}^{-1} \mathcal{P}$, erfolgt eine Überführung von Gl.

(A.27) durch Gl. (A.28) in die gesuchte LMI-Schreibweise.

$$\begin{aligned}
0 &> \mathcal{P}^{-1} \left[(\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K})^T \mathcal{P} + \mathcal{P} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \right] \mathcal{P}^{-1} \\
&> \mathcal{P}^{-1} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K})^T \underbrace{\mathcal{P} \mathcal{P}^{-1}}_I + \underbrace{\mathcal{P}^{-1} \mathcal{P}}_I (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \mathcal{P}^{-1} \\
&> \mathcal{P}^{-1} (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K})^T + (\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \mathcal{P}^{-1} \\
&> \underbrace{\mathcal{P}^{-1}}_{\mathcal{Q}} \mathcal{A}^T - \underbrace{\mathcal{P}^{-1} \mathcal{B}^T \mathcal{K}^T}_{\mathcal{Y}^T} + \mathcal{A} \mathcal{P}^{-1} - \mathcal{B} \mathcal{K} \underbrace{\mathcal{P}^{-1}}_{\mathcal{Y}} \\
&> \mathcal{Q} \mathcal{A}^T - \mathcal{Y}^T \mathcal{B}^T + \mathcal{A} \mathcal{Q} - \mathcal{B} \mathcal{Y}
\end{aligned} \tag{A.28}$$

Definition von LMI-Gebieten

Zur mathematischen Umformung von Gl. (2.48) (Seite 35) in Gl. (2.49) ist sich zunächst der Zusammenhang $\mathcal{A}_C = \mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}$ nochmals in Erinnerung zu rufen. Außerdem weisen die Matrizen \mathcal{A}_C und $\mathcal{A}_C^T = \mathcal{A}^T - \mathcal{K}^T \mathcal{B}^T$ identische Eigenwerte auf, wodurch ein Variablenwechsel erlaubt wird. Da im vorliegenden Fall immer $\mathcal{D}_2 = \mathbf{0}_{n \times n}$ gelten soll, sind zuletzt die in Gl. (A.29) vermerkten Substitutionen mit einzubeziehen.

$$\mathcal{P}^{-1} = \mathcal{Q} \quad \mathcal{K} = \mathcal{Y} \mathcal{P} \quad \mathcal{Y} = \mathcal{K} \mathcal{P}^{-1} \quad \mathcal{Y}^T = \mathcal{K}^{-1} \mathcal{P}^T \tag{A.29}$$

$$\begin{aligned}
0 &> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P}) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P})^T + \cancel{\mathcal{D}_2 \otimes (\mathcal{A}_C^T \mathcal{P} \mathcal{A}_C)} \\
&> (I \otimes \mathcal{P}^{-1}) \left(\mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P}) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P})^T \right) (I \otimes \mathcal{P}^{-1}) \\
&> (\mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P} \mathcal{P}^{-1} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{P}^{-1} \mathcal{A}_C \mathcal{P}) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{P} \mathcal{P}^{-1} \mathcal{A}_C^T)) (I \otimes \mathcal{P}^{-1}) \\
&> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P}^{-1} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{P}^{-1} \mathcal{A}_C \mathcal{P} \mathcal{P}^{-1}) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A}_C^T \mathcal{P}^{-1}) \\
&> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P}^{-1} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{P}^{-1} \mathcal{A}_C^T) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A}_C \mathcal{P}^{-1}) \\
&> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P}^{-1} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{P}^{-1} (\mathcal{A}^T - \mathcal{K}^T \mathcal{B}^T)) + \mathcal{D}_1^T \otimes ((\mathcal{A} - \mathcal{B} \mathcal{K}) \mathcal{P}^{-1}) \\
&> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{P}^{-1} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{P}^{-1} \mathcal{A}^T - \mathcal{P}^{-1} \mathcal{K}^T \mathcal{B}^T) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A} \mathcal{P}^{-1} - \mathcal{B} \mathcal{K} \mathcal{P}^{-1}) \\
&> \mathcal{D}_0 \otimes \mathcal{Q} + \mathcal{D}_1 \otimes (\mathcal{Q} \mathcal{A}^T - \mathcal{Y}^T \mathcal{B}^T) + \mathcal{D}_1^T \otimes (\mathcal{A} \mathcal{Q} - \mathcal{B} \mathcal{Y})
\end{aligned} \tag{A.30}$$

ANHANG **B**

ERGÄNZUNGEN ZU KAPITEL 3

B.1. Zur Fluiddicke

Gleichungskoeffizienten zur Berechnung der Wasserdichte

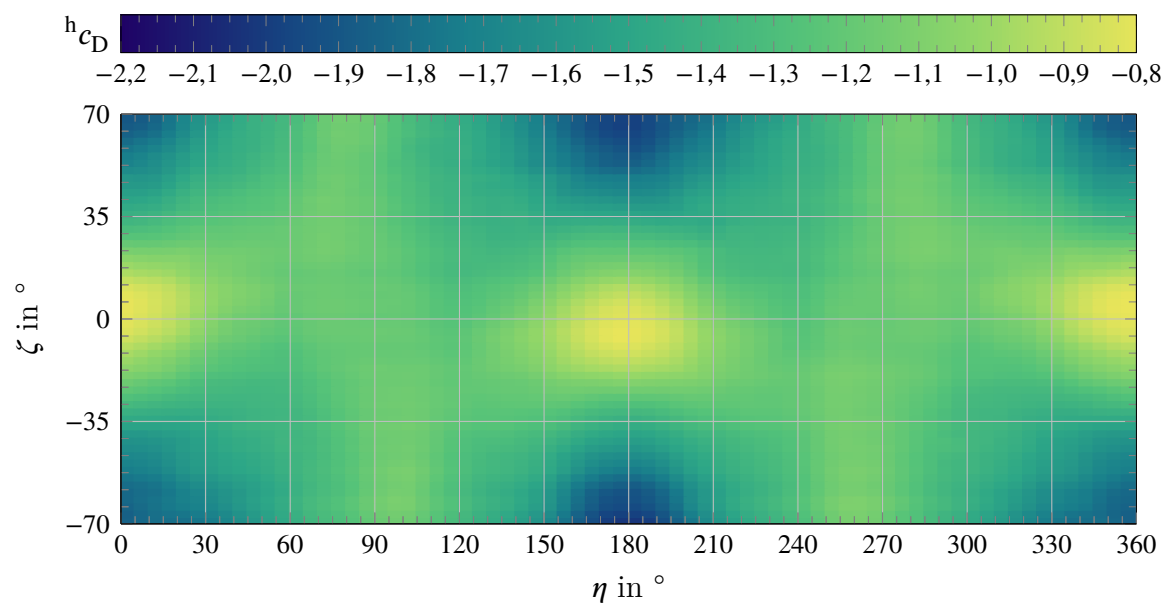
Für die Komplettierung der in Gl. (3.1) (Seite 50) verwendeten Koeffizienten sind diese, nachdrücklich mit Verweis auf die Überarbeitungen durch SHARQAWY ET AL. [B.1], in der folgenden Sammlung zusammengestellt.

Tabelle B.1.: Angabe der Wertigkeiten für die Koeffizienten

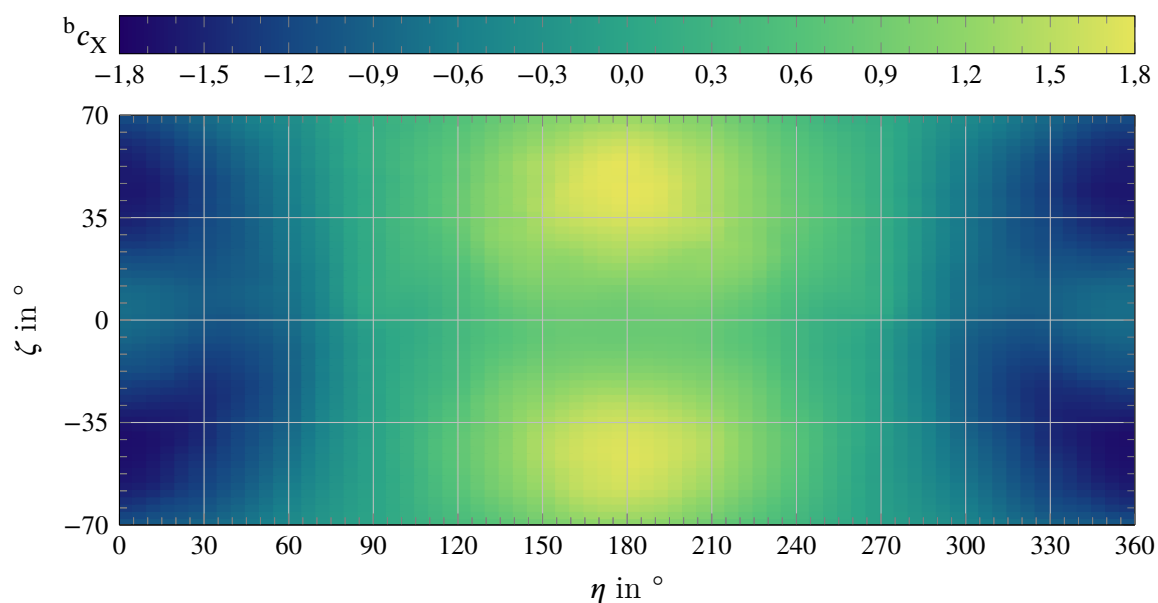
<i>Wert</i>		<i>Wert</i>		<i>Wert</i>		<i>Wert</i>	
a_1	$+9,992 \cdot 10^2$	a_7	$+2,549 \cdot 10^{-5}$	a_{13}	$+4,045 \cdot 10^{-9}$	b_1	$-7,999 \cdot 10^{-1}$
a_2	$+9,539 \cdot 10^{-2}$	a_8	$-2,899 \cdot 10^{-7}$	a_{14}	$-1,467 \cdot 10^{-5}$	b_2	$+2,409 \cdot 10^{-3}$
a_3	$-7,619 \cdot 10^{-3}$	a_9	$+9,578 \cdot 10^{-10}$	a_{15}	$+8,839 \cdot 10^{-7}$	b_3	$-2,581 \cdot 10^{-5}$
a_4	$+3,131 \cdot 10^{-5}$	a_{10}	$+1,763 \cdot 10^{-3}$	a_{16}	$-1,102 \cdot 10^{-9}$	b_4	$+6,856 \cdot 10^{-8}$
a_5	$-6,174 \cdot 10^{-8}$	a_{11}	$-1,231 \cdot 10^{-4}$	a_{17}	$+4,247 \cdot 10^{-11}$	b_5	$+6,298 \cdot 10^{-4}$
a_6	$+4,337 \cdot 10^{-1}$	a_{12}	$+1,366 \cdot 10^{-6}$	a_{18}	$-3,959 \cdot 10^{-14}$	b_6	$-9,363 \cdot 10^{-7}$

B.2. Zur Hydrodynamik

Zur Komplettierung der in Abb. 3.3 und Abb. 3.4 (Seite 56) angesprochenen Kraftbeiwerte des untersuchten „BlueROVs“, sind die von vermeintlichen größten Interesse im Anschluss in Abhängigkeit der experimentellen Winkelgrößen ζ und η dargestellt.



(a) richtungsabhängiger Koeffizient der Widerstandskraft



(b) richtungsabhängiger Koeffizient der Longitudinalkraft

Abbildung B.1.: Beiwertsverteilung der in jeweiliger X -Achse wirkenden Kraftkomponente für (a) in CS_h und für (b) in CS_b am „BlueROV“ bei einer Anströmung von $V_M = 2 \text{ kn}$ und in Abhängigkeit der experimentellen Dreh- sowie Neigungswinkel

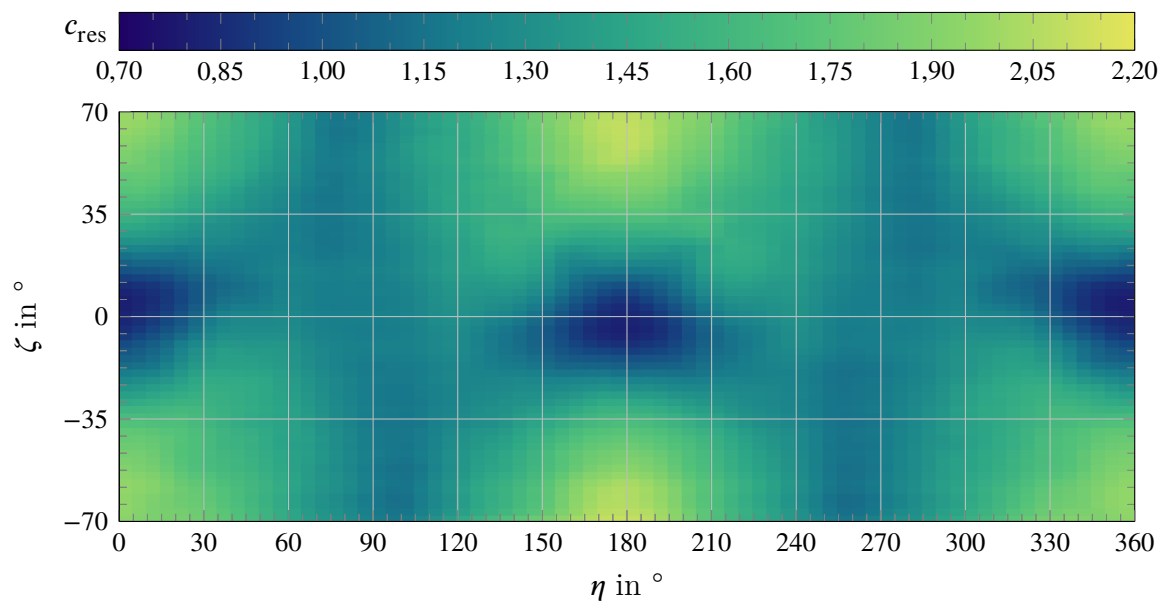


Abbildung B.2.: Beiwertsverteilung der resultierenden Kraft am „BlueROV“ bei einer Anströmung von $V_M = 2 \text{ kn}$ in Abhängigkeit der experimentellen Dreh- sowie Neigungswinkel

Approximation

Zwecks Vollständigkeit der in Abschnitt 3.3.2 diskutierten Informationen finden sich im Anschluss eine Reihe an Gegenüberstellungen die mit Abb. 3.9 bis 3.11 begonnen wurden. Komplettiert wird der Datensatz mit einem Überblick über die ermittelten Widerstandsbeiwerte aller vier untersuchten Ruderstellungen (vgl. Abb. 3.7, Seite 60).

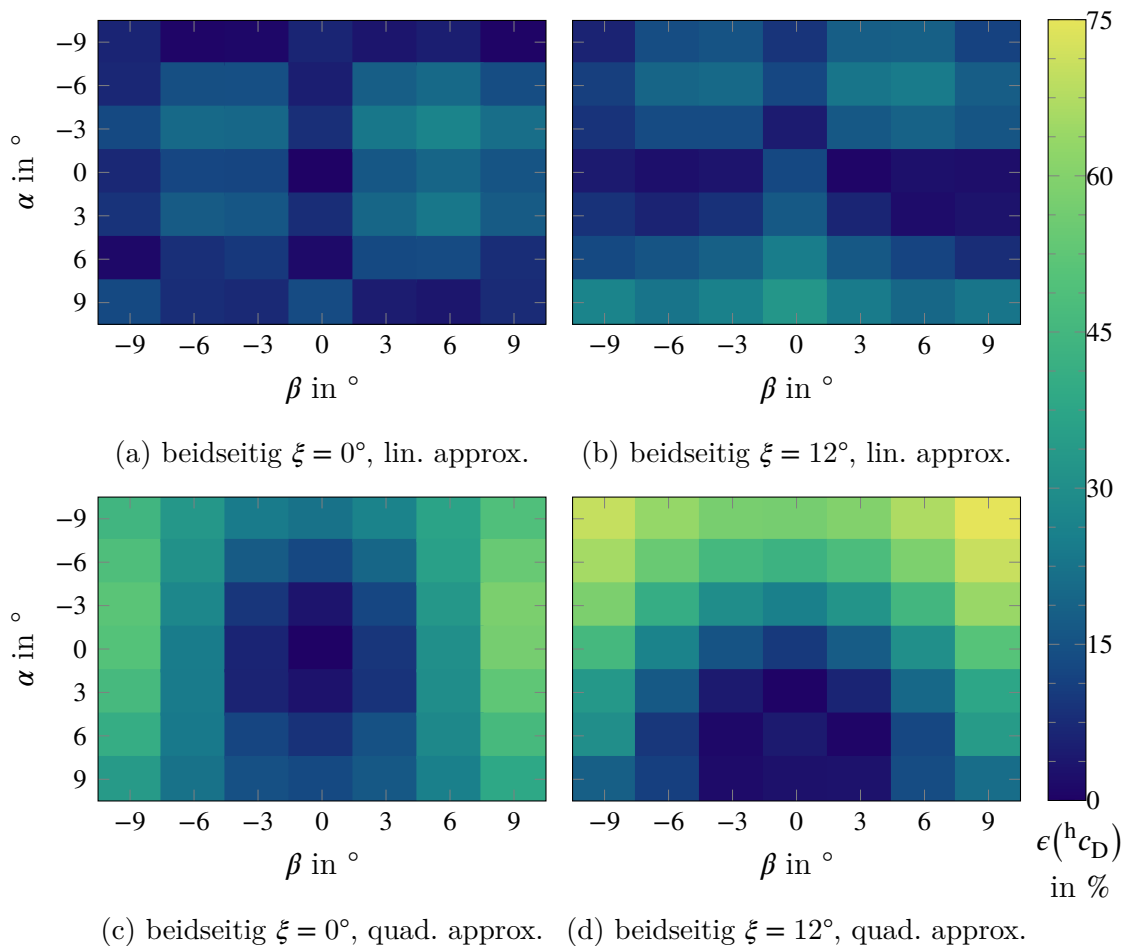


Abbildung B.3.: Abweichungen der linearen und quadrat. Approximationen des Widerstandsbeiwertes für zwei Ruderstellungen gegenüber CFD-Ergebnissen

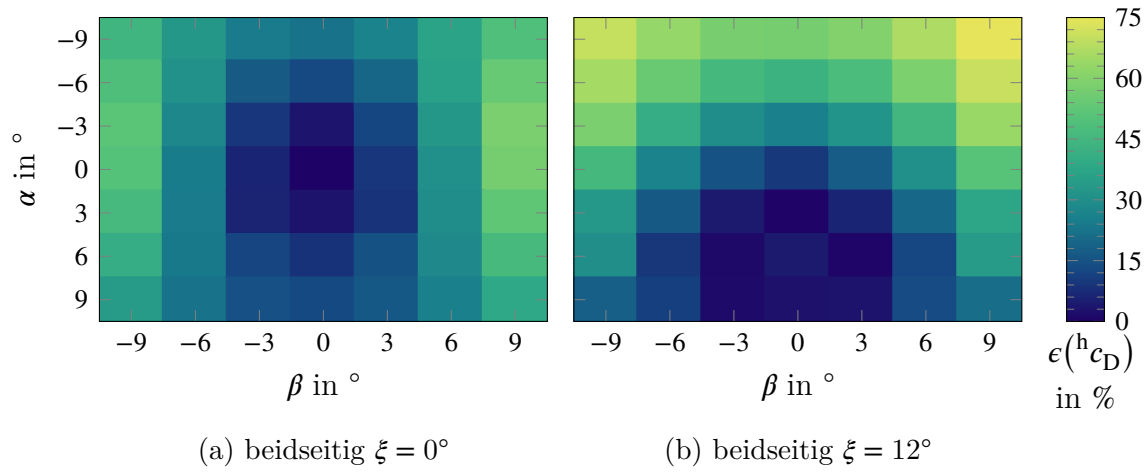


Abbildung B.4.: Abweichungen der quadratischen Approximationen des Widerstandsbeiwertes für zwei Ruderstellungen gegenüber den CFD-Ergebnissen

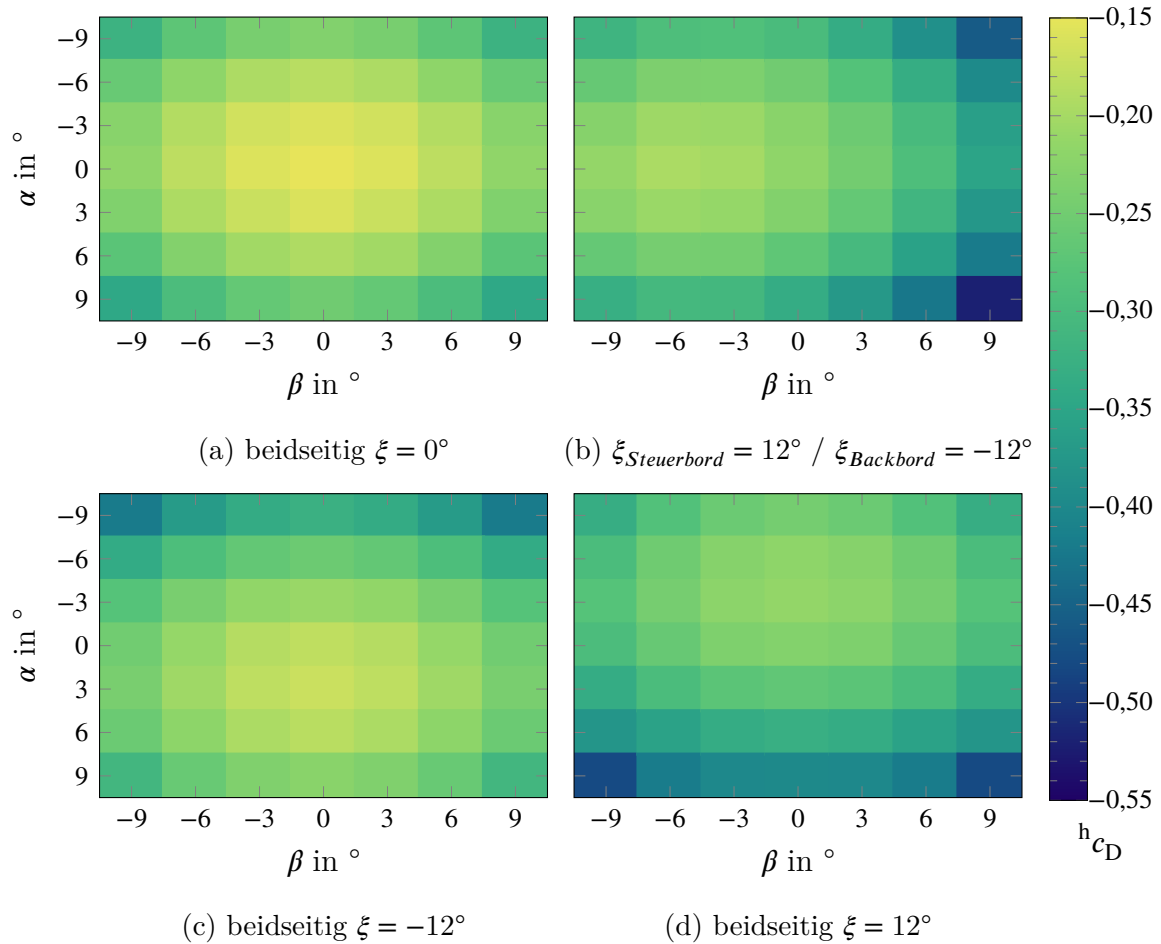


Abbildung B.5.: Widerstandsbeiwerte des ROTVs für verschiedene Extremkonfigurationen in Abhängigkeit der Strömungsrichtung

B.3. Zur Randelementmethode

Überführung der partiellen DGL zur Randintegralgleichung

Für eine mathematische Überführung von Gl. (3.16) in Gl. (3.17) (Seite 68) wird als Kernelement der Gaußscher Integralsatz nach Gl. (B.1) benötigt. In diesem treten $f = \nabla\Phi$ und $\vec{g} = G$ verallgemeinernd für das durch Φ beschriebene Skalarfeld sowie das durch G definierte Vektorfeld auf. Darüber hinaus sind die in Gl. (B.2) formulierte 2. greensche Identität als auch die Faltungseigenschaft der Dirac-Funktion gegenüber einer Funktion $f(x)$ gemäß Gl. (B.3) erforderlich.

$$\int_V \nabla(f\vec{g}) = \oint_S f \vec{g} \vec{n} dS \quad (\text{B.1})$$

$$\int_V (f \nabla^2 g - g \nabla^2 f) dV = \oint_S \left(f \frac{\partial g}{\partial \vec{n}} - \frac{\partial f}{\partial \vec{n}} g \right) dS \quad (\text{B.2})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-a) dx = f(a) \quad (\text{B.3})$$

Für ein möglichst einfaches Nachverfolgen der Umformungen werden außerdem die notwendigen Integrationen mit Hilfe von Gleichungen (B.4) und (B.5) ausgedrückt. Anschließend erfolgt das Einsatz der 1. in die 2., woraus Gl. (B.6) resultiert. Dazu wird vereinbart, dass verkürzend $f = \Phi$ und $g = G$ zu setzen sind.

$$\int \dot{g} \dot{f} dV = - \int \ddot{g} f dV + \dot{g} f \quad \text{1. partielle Integration} \quad (\text{B.4})$$

$$\int g \ddot{f} dV = - \int \dot{g} \dot{f} dV + g \dot{f} \quad \text{2. partielle Integration} \quad (\text{B.5})$$

$$g \dot{f} - \dot{g} f = \int (g \ddot{f} - \ddot{g} f) dV \quad (\text{B.6})$$

Mit dem beschriebenen Vorkenntnissen erfolgt schließlich in Anlehnung an GAUL & FIEDLER [B.2, S. 95] die Umformulierung. Den Initialausdruck hierfür bildet wiederholend mit Gl. (B.7):

$$\int_V G \nabla^2 \Phi dV = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$\begin{aligned}
\int_V \mathbf{G} \cdot \nabla^2 \Phi \, dV &= - \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV + \int_V \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV \\
\int_V \mathbf{G} \cdot \nabla^2 \Phi \, dV - \int_V \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV &= - \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV + \int_V \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV \\
\int_V (\mathbf{G} \cdot \nabla^2 \Phi - \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi) \, dV &= - \left(\int_V \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV + \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV \right) + \left(\int_V \mathbf{G} \cdot \nabla^2 \Phi \, dV + \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV \right) \\
&= 0 + \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV - \int_V \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV - \int_V \nabla \mathbf{G} \cdot \nabla \Phi \, dV \\
&= - \int_V \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV \\
\oint_S \left(\Phi \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \vec{n}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{n}} \mathbf{G} \right) dS &= - \int_V \nabla^2 \mathbf{G} \cdot \Phi \, dV
\end{aligned} \tag{B.8}$$

Fundamentallösungen

Laplace-Gleichung in \mathbb{R}^2 :

$$G_{\mathbb{R}^2}(\vec{r}_O, \vec{r}_S) = -\frac{1}{2} \ln(|\vec{r}_O - \vec{r}_S|) \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{\partial G_{\mathbb{R}^2}(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}_S} = -\frac{\vec{n}_S (\vec{r}_O - \vec{r}_S)}{2\pi |\vec{r}_O - \vec{r}_S|^2} \quad (\text{B.10})$$

Helmholtz-Gleichung in \mathbb{R}^2 :

$$G_{\mathbb{R}^2}(\vec{r}_O, \vec{r}_S) = \frac{i}{4} J_\nu H_\nu^{(1)}(k |\vec{r}_O - \vec{r}_S|) \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{\partial G_{\mathbb{R}^2}(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}_S} = -\frac{H_\nu H_\nu^{(1)} \vec{n}_S (\vec{r}_O - \vec{r}_S)}{k |\vec{r}_O - \vec{r}_S|^2} \quad (\text{B.12})$$

Helmholtz-Gleichung in \mathbb{R}^3

$$G_{\mathbb{R}^3}(\vec{r}_O, \vec{r}_S) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(-i k |\vec{r}_O - \vec{r}_S|)}{|\vec{r}_O - \vec{r}_S|} \quad (\text{B.13})$$

$$\frac{\partial G_{\mathbb{R}^3}(\vec{r}_O, \vec{r}_S)}{\partial \vec{n}_S} = -\frac{\vec{n}_S (\vec{r}_O - \vec{r}_S)}{4\pi |\vec{r}_O - \vec{r}_S|^3} (1 + i k |\vec{r}_O - \vec{r}_S|) \exp(-i k |\vec{r}_O - \vec{r}_S|) \quad (\text{B.14})$$

Hydrodynamische Trägheitszahlen

Zur Vereinheitlichung aller in der Literatur angegebenen Formeln und Werte werden sie auf die Masse des verdrängten Fluids eines triaxialen Ellipsoiden normiert. Diese lässt sich gemäß:

$$m_{\text{Ellipsoid}} = \rho_{\text{Fl}} \frac{4}{3} \pi l_X l_Y l_Z \quad (\text{B.15})$$

berechnen. Anschließend erfolgt die Auflistung der aus LAMB [B.3], LEWANDOWSKI [B.4] und KOROTKIN [B.5] entnommenen, analytischen Ausdrücke.

Für die Kugel, wobei selbstverständlich ($l_X = l_Y = l_Z$) gilt:

$$c_{11} = \frac{1}{2} = \frac{a_{11}}{m_{\text{Ellipsoid}}} = \frac{1}{m_{\text{Ellipsoid}}} \left(\frac{2}{3} \pi \rho_{\text{Fl}} R^3 \right) \quad (\text{B.16})$$

Für eine Kugel nahe einer Wand:

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{2 \pi \rho_{\text{Fl}} R^3}{3 m_{\text{Ellipsoid}}} \left(1 + \frac{3}{2^4} \delta^3 + \frac{3}{2^8} \delta^6 + \dots \right) \\ c_{22} &= \frac{2 \pi \rho_{\text{Fl}} R^3}{3 m_{\text{Ellipsoid}}} \left(1 + \frac{3}{2^3} \delta^3 + \frac{3}{2^6} \delta^6 + \dots \right) \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Sowie für einen rotationssymmetrischen Ellipsoiden, bei dem ($l_Y = l_Z$) vorliegt:

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{1}{m_{\text{Ellipsoid}}} \frac{\alpha_0}{2 - \alpha_0} & c_{44} &= 0 \\ c_{22} &= \frac{1}{m_{\text{Ellipsoid}}} \frac{\beta_0}{2 - \beta_0} & c_{55} &= \frac{1}{m_{\text{Ellipsoid}}} \frac{f_e^4 (\beta_0 - \alpha_0)}{(2 - f_e^2) (2 f_e^2 - (2 - f_e^2) (\beta_0 - \alpha_0))} \\ c_{33} &= c_{22} & c_{66} &= c_{55} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

In Letztgenannter Gleichung ist f_e als die Exzentrizität der Halbachsen zu verstehen.

$$f_e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{c^2}} \quad (\text{B.19})$$

$$\alpha_0 = 2 \frac{(1 - f_e^2)}{f_e^3} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + f_e}{1 - f_e} \right) - f_e \right) \quad \beta_0 = 2 \frac{1}{f_e^2} - \frac{1 - f_e^2}{2 f_e^3} \ln \left(\frac{1 + f_e}{1 - f_e} \right) \quad (\text{B.20})$$

Trägheitseigenschaften des ROTVs

Tabelle B.2.: Auflistung der Trägheitseigenschaften des ROTVs unter der Annahme, das Fahrzeuge weist Unterwasser eine Dichte $\rho_{\text{Rb}} \approx 1,00 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ auf

<i>Ruder</i>	J_{xx}	J_{yy}	J_{zz}	J_{xy}	J_{yz}	J_{zx}
	in kg m^2					
Normal	$2,68 \cdot 10^2$	$6,05 \cdot 10^2$	$6,57 \cdot 10^2$	$8,31 \cdot 10^{-3}$	$8,06 \cdot 10^1$	$-2,47 \cdot 10^{-3}$
Innen	$2,66 \cdot 10^2$	$6,03 \cdot 10^2$	$6,53 \cdot 10^2$	$6,41 \cdot 10^{-3}$	$8,04 \cdot 10^1$	$-1,74 \cdot 10^{-3}$
Außen	$2,67 \cdot 10^2$	$6,03 \cdot 10^2$	$6,54 \cdot 10^2$	$6,40 \cdot 10^{-3}$	$8,17 \cdot 10^1$	$-1,74 \cdot 10^{-3}$
Backbord	$2,67 \cdot 10^2$	$6,03 \cdot 10^2$	$6,53 \cdot 10^2$	$-6,36 \cdot 10^{-1}$	$8,10 \cdot 10^1$	$2,58 \cdot 10^{-1}$
Steuerbord	$2,67 \cdot 10^2$	$6,05 \cdot 10^2$	$6,53 \cdot 10^2$	$6,48 \cdot 10^{-1}$	$8,10 \cdot 10^1$	$-2,62 \cdot 10^{-1}$

Netzverteilung der Knotenpunkte

Tabelle B.3.: Eigenschaften der verschiedenen Kugelhälften (Indizes: L = unten, U = oben) sowie der aus ihnen zusammengesetzten (ohne Index) mit Bezug auf Elementanzahl n und -flächen A

<i>Variante</i>	n	n_L	n_U	n/n_1	\overline{A}	$\overline{A} / \overline{A}_1$	$\overline{A}_L / \overline{A}_U$
1	7080	3540	3540	100 %	$1,763 \cdot 10^{-2}$	100 %	1
2	7056	2160	4896	99,66 %	$1,769 \cdot 10^{-2}$	100,32 %	2,26
3	7106	1406	5700	100,37 %	$1,756 \cdot 10^{-2}$	99,56 %	4,04
4	7312	992	6320	103,28 %	$1,705 \cdot 10^{-2}$	96,70 %	6,35
5	7182	702	6480	101,44 %	$1,735 \cdot 10^{-2}$	98,36 %	9,18
6	7164	528	6636	101,19 %	$1,729 \cdot 10^{-2}$	98,04 %	12,60
7	7040	400	6640	99,44 %	$1,765 \cdot 10^{-2}$	100,11 %	16,43
8	7540	340	7200	106,50 %	$1,648 \cdot 10^{-2}$	93,43 %	20,94
9	6976	256	6720	98,53 %	$1,776 \cdot 10^{-2}$	100,72 %	25,82

Parameter des Unterwassergleiters

Tabelle B.4.: Auflistung der Trägheitseigenschaften des UWGs unter der Annahme, das Fahrzeuge weist Unterwasser eine Dichte $\rho_{Rb} \approx 1,000 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ auf

<i>Ruder</i>	J_{xx}	J_{yy}	J_{zz}	J_{xy}	J_{yz}	J_{zx}
in kg m^2						
−200	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$8,401 \cdot 10^{-1}$	$8,601 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
−150	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$7,070 \cdot 10^{-1}$	$7,269 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
−100	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$6,118 \cdot 10^{-1}$	$6,318 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
−50	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$5,547 \cdot 10^{-1}$	$5,747 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
0	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$5,357 \cdot 10^{-1}$	$5,557 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
50	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$5,547 \cdot 10^{-1}$	$5,747 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
100	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$6,118 \cdot 10^{-1}$	$6,318 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
150	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$7,070 \cdot 10^{-1}$	$7,269 \cdot 10^{-1}$	0	0	0
200	$2,921 \cdot 10^{-2}$	$8,401 \cdot 10^{-1}$	$8,601 \cdot 10^{-1}$	0	0	0

Die wesentlichsten geometrischen Eigenschaften des betrachteten UWGs können wie folgt zusammengefasst werden: 1. die Länge beträgt 100 cm, 2. er weist eine Breite von 81,40 cm auf, 3. er besitzt einen Durchmesser von 10,00 cm, 4. er füllt ein Volumen von 7611,11 cm³ aus, 5. er ist doppelsymmetrisch und 6. die Flügelprofile entsprechend dem Maß NACA 0015.

Zusammenstellung verschiedener Wellentheorien

Für eine kompakte Schreibweise in Tabelle B.5 zu ermöglichen, werden die funktionale Ausdrücke aus Gl. (B.21) zur Berechnung der horizontalen und vertikalen Geschwindigkeits- sowie Beschleunigungsanteile definiert.

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \cos(kx - \omega t) & f_2 &= \cosh(k d) & f_3 &= \cosh(k(d - z)) \\
 f_4 &= \sin(kx - \omega t) & f_5 &= \sinh(k d) & f_6 &= \sinh(k(d - z)) \\
 f_7 &= \cos(2(kx - \omega t)) & f_8 &= \cosh(2k(d - z)) \\
 f_9 &= \sin(2(kx - \omega t)) & f_{10} &= \sinh(2k(d - z)) & f_{11} &= \sinh^4(k d)
 \end{aligned} \tag{B.21}$$

Weiterhin wird die Vereinfachung gemäß Gl. (B.22) getroffen, womit einhergeht, dass die Wassertiefe wenigstens doppelt so groß ist wie die Länge der betrachteten Welle.

$$\cosh(k(d - z)) \approx \sinh(k(d - z)) \approx \frac{1}{2} \exp(-kz) \exp(kd) \tag{B.22}$$

Tabelle B.5.: Horizontale und vertikale Geschwindigkeits- sowie Beschleunigungskomponenten einer Welle gemäß unterschiedlicher Theorien und Vereinfachungen nach CLAUSS ET AL. [B.6] unter Nutzung der Ausdrücke aus Gl. (B.21)

	<i>Airy-Laplace</i> (1. Ordnung)	<i>Airy-Laplace</i> (2. Ordnung)	<i>Stokes</i> (Tiefwasser)
$\frac{u}{\zeta_a}$	$\omega \left(\frac{f_3}{f_5} \right) f_1$	$\omega \left(\frac{f_3}{f_5} \right) f_1 + \frac{3}{4} k \omega \zeta_a \left(\frac{f_8}{f_{11}} \right) f_7$	$\omega \exp(-k z) f_1$
$\frac{w}{\zeta_a}$	$\omega \left(\frac{f_6}{f_5} \right) f_4$	$\omega \left(\frac{f_6}{f_5} \right) f_4 + \frac{3}{4} k \omega \zeta_a \left(\frac{f_{10}}{f_{11}} \right) f_9$	$\omega \exp(-k z) f_4$
$\frac{\dot{u}}{\zeta_a}$	$\omega^2 \left(\frac{f_3}{f_5} \right) f_4$	$\omega^2 \left(\frac{f_3}{f_5} \right) f_4 + \frac{3}{2} k \omega^2 \zeta_a \left(\frac{f_8}{f_{11}} \right) f_9$	$\omega^2 \exp(-k z) f_4$
$\frac{\dot{w}}{\zeta_a}$	$-\omega^2 \left(\frac{f_6}{f_5} \right) f_1$	$-\omega^2 \left(\frac{f_6}{f_5} \right) f_1 - \frac{3}{2} k \omega^2 \zeta_a \left(\frac{f_{10}}{f_{11}} \right) f_7$	$-\omega^2 \exp(-k z) f_1$

ANHANG C

ERGÄNZUNGEN ZU KAPITEL 4

C.1. Zum Musterszenario

Einstellungen der Ausgangskonfiguration

Tabelle C.1.: Auflistung des Anfangszustandes sowie diverse weitere Einstellungen und Festlegung vom Musterszenario $D0$

<i>Objekt</i>	Position in m			<i>Radien</i>	<i>Unterteilungen</i>
	x	y	z		
Startpunkt n_0	0	0	40	-	-
Hindernis O_1	45	7	37	$R_{O_2} = 7 \text{ m}$	-
Hindernis O_2	70	10	43	$R_{O_2} = 5 \text{ m}$	
Passage P_1	45	0	40	$R_{P_1} = 2,63 \text{ m}$	$q_P = 15$
Passage P_2	80	20	40	$R_{P_2} = 2,63 \text{ m}$	$q_P = 15$

Übersicht der Variationen

Tabelle C.2.: Übersicht und Vergleich der unternommenen Variationen gegenüber dem Musterszenario *D0* sowie Angabe der benötigten Iterationen zum Finden des Gleichgewichts aller Anforderungen

<i>Variable</i>			<i>Wert</i>	<i>Einheit</i>	<i>Iterationen</i>	<i>Anmerkung</i>	
<i>D0</i>	Knotenanzahl		2×15	-	21	Passagenkraft	
	Hindernisradius		7,00	m		aktiviert, Tie-	
	Passagenradius		2,63	m		fenkraft deak-	
	Geschwindigkeitsbetrag		2,00	kn		tiviert	
<i>Variation</i>			<i>Absicht</i>	<i>Wert</i>	<i>Einheit</i>	<i>Iterationen</i>	<i>Anmerkung</i>
<i>A1</i>	wie D0	Tiefenkraft aktiviert	/	-	53	/	
<i>A2</i>	wie D0	Passagenkraft deaktiviert	/	-	26	/	
<i>A3</i>	wie D0	nur 2. Hin- dernis erwägt	/	-	22	/	
<i>N1</i>	Anzahl	grob	2×10	-	21	beide Passagen	
<i>N2</i>		fein	2×20	-	21	geändert	
<i>O1</i>	Abstand	dicht	5,00	m	93	nur 1. Hinder-	
<i>O2</i>	(y-Koord.)	fern	9,00	m	21	nis geändert	
<i>P1</i>	Radius	eng	1,75	m	39	nur 1. Passage	
<i>P2</i>		weit	3,50	m	23	geändert	
<i>V1</i>	Betrag	langsam	1,00	kn	21	Initialbed.	
<i>V2</i>		schnell	3,00	kn	19	geändert	

Exemplarisch soll am Beispiel des Szenarios *A1* demonstriert werden, wie sich die einzelnen virtuellen Kräfte über das beschriebene Band nach Finden des Kräftegleichgewichts auf die jeweiligen Knoten verteilen.

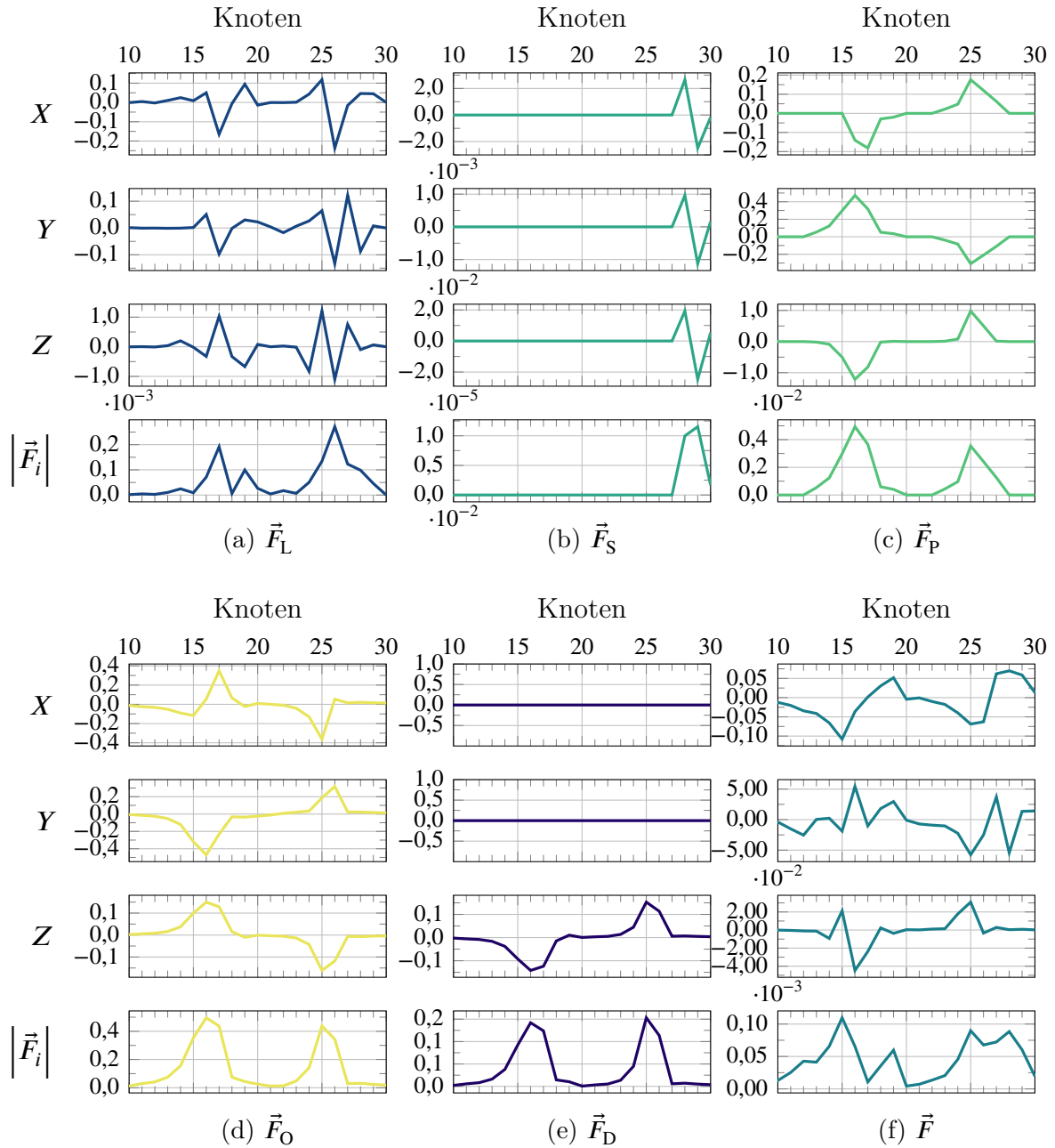


Abbildung C.1.: Verteilung der einzelnen, virtuellen sowie resultierenden Kräfte an den jeweiligen Knoten nach dem Erreichen des Kräftegleichgewichts für Szenario A1

C.2. Zu den Ergebnissen

Deformationen

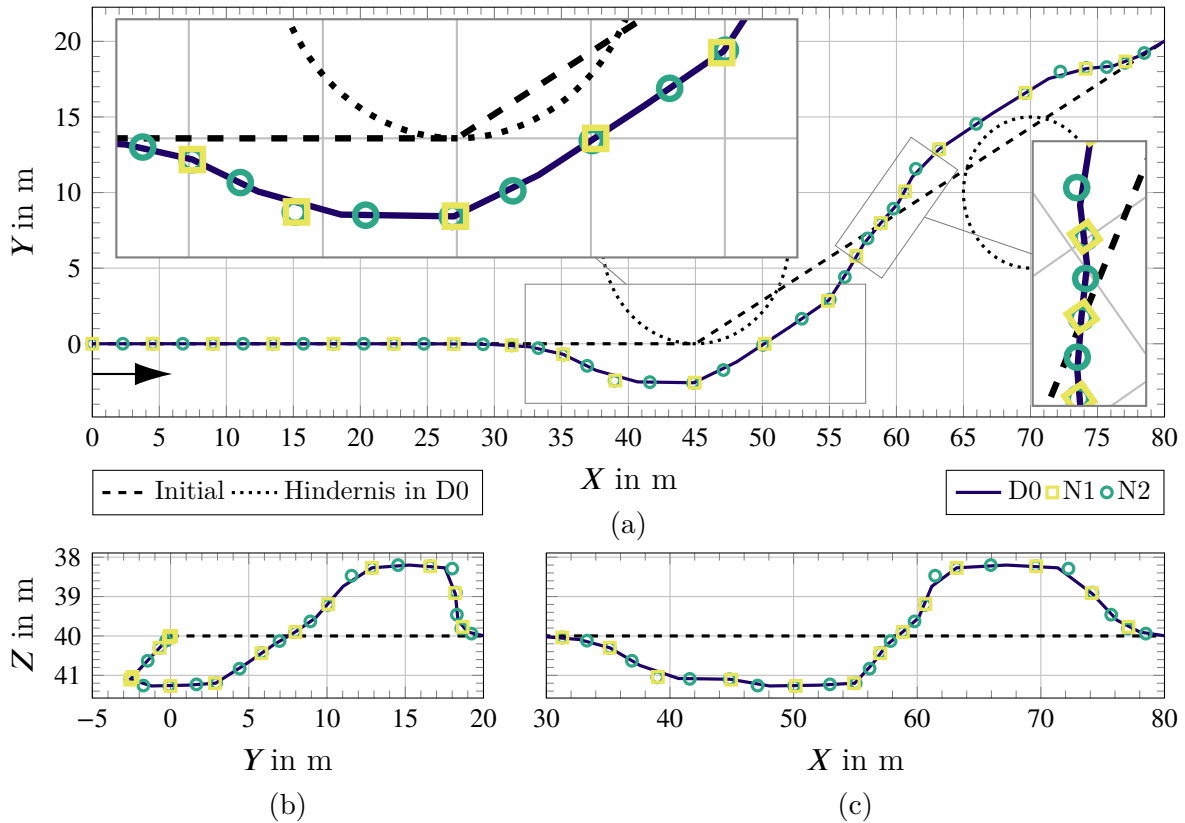


Abbildung C.2.: Deformation der Varianten $N1$ und $N2$ im Vergleich zum Musterszenario $D0$ in mehreren Orthogonalprojektionen

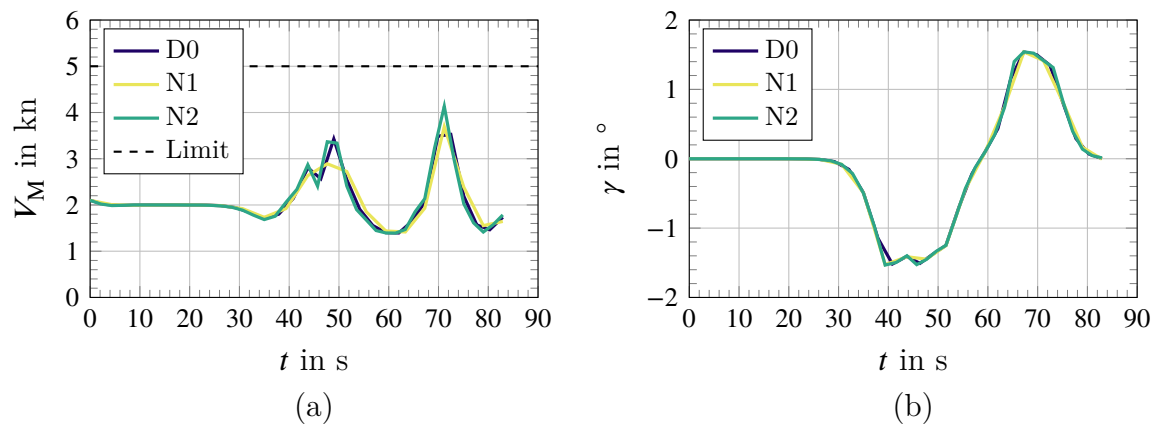


Abbildung C.3.: Momentangeschwindigkeit in (a) und Bahnneigungswinkel in (b) für die Szenarien $N1$ und $N2$ im Vergleich zu $D0$

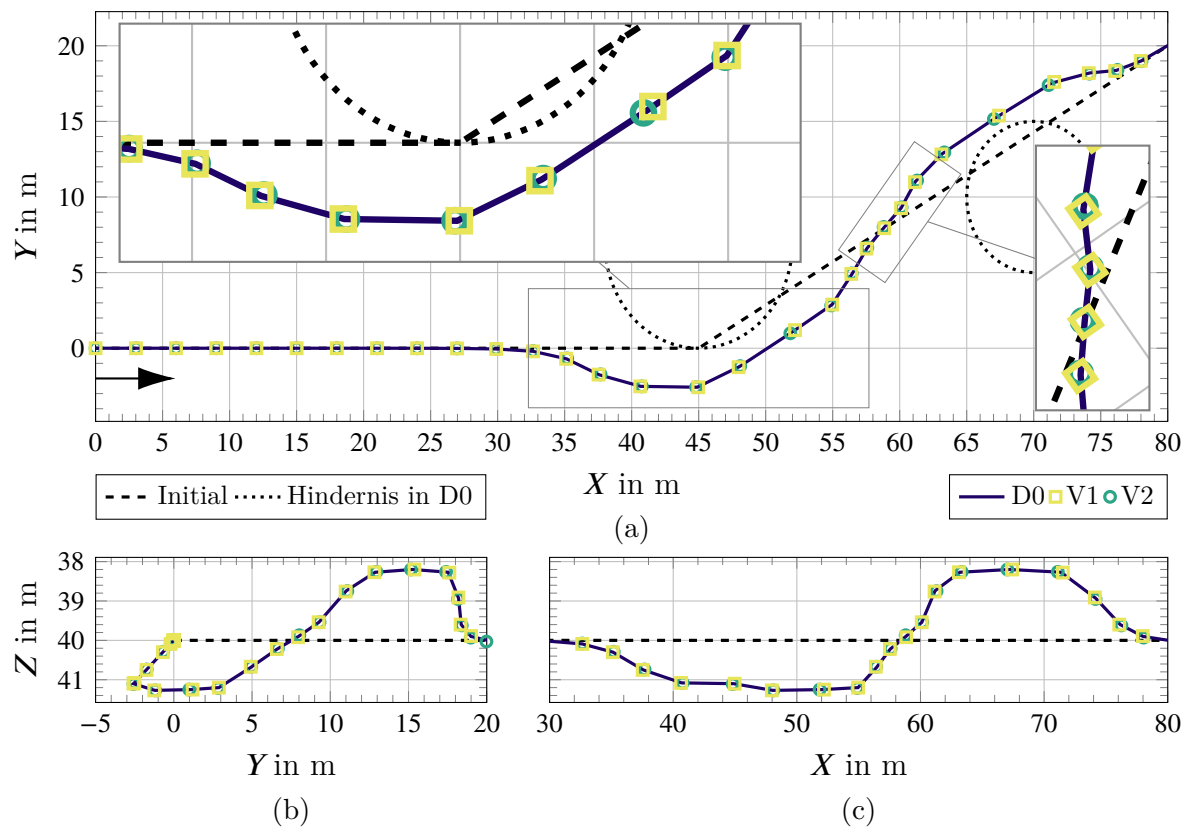


Abbildung C.4.: Deformation der Varianten $V1$ und $V2$ im Vergleich zum Musterszenario $D0$ in mehreren Orthogonalprojektionen

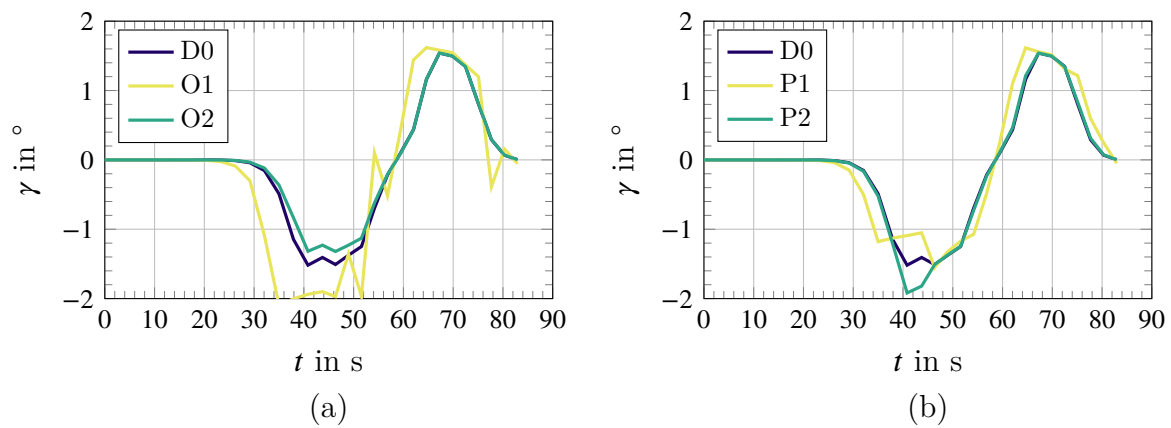


Abbildung C.5.: Bahnneigungswinkel für die Szenarien (a) $O1/O2$ und (b) $P1/P2$ im Vergleich zu $D0$

ANHANG D

ERGÄNZUNGEN ZU KAPITEL 5

D.1. Zur Vereinfachung

Massenmatrizen des ROVs

Entsprechend den Ausführungen aus Abschnitt 5.1 können für \mathbf{M}_{Rb} die nachfolgenden Festlegungen getroffen werden. Derweil erweist sich \mathbf{M}_{Fl} aufgrund der geometrischen Symmetrien identisch mit der aus Gl. (A.20) bekannten Formulierung. Für eine durchzuführende Berechnung sind die mit Tabelle D.1 zusammengestellten Werte in die jeweiligen Matrizen einzusetzen.

$$\mathbf{M}_{\text{Rb}} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{\text{Rb},11} & \mathbf{M}_{\text{Rb},12} \\ \mathbf{M}_{\text{Rb},21} & \mathbf{M}_{\text{Rb},22} \end{bmatrix} = \text{const}$$

$$\text{mit } \mathbf{M}_{\text{Rb},11} = m_{\text{Rb}} \mathbf{I}_{3 \times 3}$$

$$\mathbf{M}_{\text{Rb},12} = \begin{bmatrix} 0 & S_z & 0 \\ -S_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{M}_{\text{Rb},21} = -\mathbf{M}_{\text{Rb},12}$$

$$\mathbf{M}_{\text{Rb},22} = \begin{bmatrix} J_{xx} & \approx^0 J_{xy} & J_{zx} \\ \approx^0 J_{xy} & J_{yy} & \approx^0 J_{yz} \\ J_{zx} & \approx^0 J_{yz} & J_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{D.1})$$

$$\dot{\mathbf{M}}_{\text{Rb}} = \mathbf{0}_{6 \times 6}$$

$$\dot{\mathbf{M}}_{\text{Fl}} = \mathbf{0}_{6 \times 6} \quad (\text{D.2})$$

Tabelle D.1.: Einträge in (a) für die Massenmatrix \mathbf{M}_{Rb} sowie in (b) & (d) die der hydrodynamischen Massenmatrix \mathbf{M}_{Fl} in den angegebenen Intervallgrenzen der Fluidichte ρ_{Fl}

(a) relevante Variablen für \mathbf{M}_{Rb}			(b) relevante Einträge in die Hauptdiagonale von $[\mathbf{M}_{\text{Fl}}]$				
	<i>Wert</i>	<i>Einheit</i>		<i>Inf</i>	<i>Nom</i>	<i>Sup</i>	<i>Einheit</i>
m_{Rb}	6,621	kg	ρ_{Fl}	999	1012	1025	kg m^{-3}
${}^b z_{\text{CB}}$	$-1,493 \cdot 10^{-2}$	m	a_{11}	4,356	4,412	4,469	kg
${}^b z_{\text{CG}}$	$2,707 \cdot 10^{-1}$	m	a_{22}	13,247	13,419	13,592	kg
${}^b z_{\text{BG}}$	$4,200 \cdot 10^{-2}$	m	a_{33}	11,349	11,496	11,644	kg
J_{xx}	$9,034 \cdot 10^{-2}$	kg m^2	a_{44}	-0,011	-0,011	-0,011	kg m^2
J_{yy}	$1,231 \cdot 10^{-1}$	kg m^2	a_{55}	0,048	0,049	0,049	kg m^2
J_{zz}	$1,697 \cdot 10^{-1}$	kg m^2	a_{66}	0,061	0,062	0,063	kg m^2
J_{xy}	$1,323 \cdot 10^{-4}$	kg m^2	a_{13}	1,457	1,475	1,494	kg m
J_{yz}	$2,437 \cdot 10^{-4}$	kg m^2	a_{15}	0,262	0,266	0,269	kg m
J_{zx}	$1,081 \cdot 10^{-2}$	kg m^2	a_{24}	-1,573	-1,594	-1,614	kg m
S_z	$1,792 \cdot 10^{-1}$	kg m	a_{26}	-0,364	-0,369	-0,374	kg m
			a_{35}	-0,204	-0,206	-0,209	kg m
			a_{46}	-0,012	-0,012	-0,012	kg m

(c) hydrodynamische Trägheitszahlen für relevante Einträge in $[\mathbf{M}]$				(d) relevante Einträge in den Nebendiagonalen von $[\mathbf{M}_{\text{Fl}}]$				
	<i>Inf</i>	<i>Nominal</i>	<i>Sup</i>		<i>Inf</i>	<i>Nom</i>	<i>Sup</i>	<i>Einheit</i>
ρ_{Fl}	999	1011	1025	ρ_{Fl}	999	1012	1025	kg m^{-3}
c_{11}	0,658	0,666	0,675	a_{13}	1,457	1,475	1,494	kg m
c_{22}	2,001	2,027	2,053	a_{15}	0,262	0,266	0,269	kg m
c_{33}	1,714	1,736	1,759	a_{24}	-1,573	-1,594	-1,614	kg m
c_{44}	-0,116	-0,118	-0,119	a_{26}	-0,364	-0,369	-0,374	kg m
c_{55}	0,391	0,396	0,401	a_{35}	-0,204	-0,206	-0,209	kg m
c_{66}	0,361	0,366	0,371	a_{46}	-0,012	-0,012	-0,012	kg m
c_{15}	1,464	1,483	1,502					
c_{24}	8,779	8,893	9,007					
c_{46}	-1,105	-1,119	-1,133					

Geometrie für die REM-Simulationen

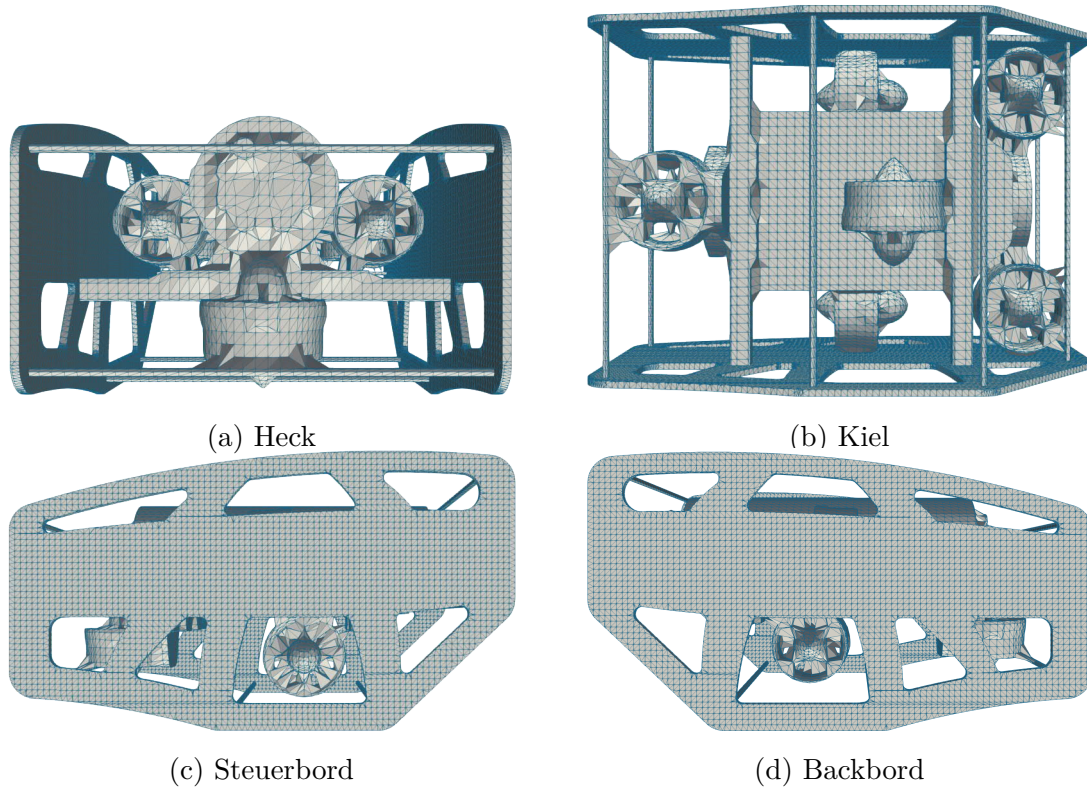


Abbildung D.1.: Approximierte Geometrie des „BlueROV 1-R1“ vertrieben von BLUE ROBOTICS [D.1] in verschiedenen Ansichten

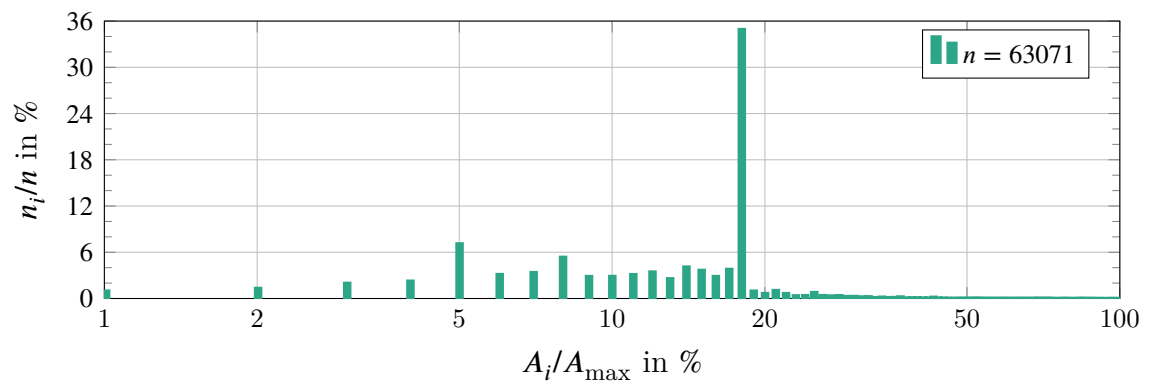


Abbildung D.2.: Relative Häufigkeit von Dreieckselementen in Abhängigkeit ihrer Größe normiert auf den auftretenden Maximalwert für die der REM übergebenen approximierte ROV-Geometrie

Kopplungsmatrizen des ROVs

Mit Verweis auf die getroffenen Vereinfachungen für \mathbf{M}_{Rb} und \mathbf{M}_{Fl} ergeben sich die zugehörigen Kopplungsmatrizen gemäß der folgenden Formeln.

$$\mathbf{N}_{\text{Rb}} = \begin{bmatrix} \mathbf{N}_{\text{Rb},11} & \mathbf{N}_{\text{Rb},12} \\ \mathbf{N}_{\text{Rb},21} & \mathbf{N}_{\text{Rb},22} \end{bmatrix} = \text{const}$$

$$\text{mit } \mathbf{N}_{\text{Rb},11} = \mathbf{0}_{3 \times 3}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Rb},12} = \begin{bmatrix} 0 & w m_{\text{Rb}} & -v m_{\text{Rb}} + p S_z \\ -w m_{\text{Rb}} & 0 & u m_{\text{Rb}} + q S_z \\ v m_{\text{Rb}} - p S_z & -u m_{\text{Rb}} - q S_z & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Rb},21} = \mathbf{N}_{\text{Rb},12}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Rb},22} = \begin{bmatrix} 0 & r J_{zz} + p J_{zx} & -q J_{yy} - u S_z \\ -r J_{zz} - p J_{zx} & 0 & p J_{xx} + r J_{zx} - v S_z \\ q J_{yy} + u S_z & -p J_{xx} - r J_{zx} + v S_z & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{D.3})$$

$$\mathbf{N}_{\text{Fl}} = \begin{bmatrix} \mathbf{N}_{\text{Fl},11} & \mathbf{N}_{\text{Fl},12} \\ \mathbf{N}_{\text{Fl},21} & \mathbf{N}_{\text{Fl},22} \end{bmatrix} = \text{const}$$

$$\text{mit } \mathbf{N}_{\text{Fl},11} = \mathbf{0}_{3 \times 3}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Fl},12} = \begin{bmatrix} 0 & u a_{13} + w a_{33} + q a_{35} & -v a_{22} - p a_{24} - r a_{26} \\ -u a_{13} - w a_{33} - q a_{35} & 0 & u a_{11} + w a_{13} + q a_{15} \\ v a_{22} + p a_{24} + r a_{26} & -u a_{11} - w a_{13} - q a_{15} & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Fl},21} = \mathbf{N}_{\text{Fl},12}$$

$$\mathbf{N}_{\text{Fl},22} = \begin{bmatrix} 0 & v a_{26} + p a_{46} + r a_{66} & -u a_{15} - w a_{35} - q a_{55} \\ -v a_{26} - p a_{46} - r a_{66} & 0 & v a_{24} + p a_{44} + r a_{46} \\ u a_{15} + w a_{35} + q a_{55} & -v a_{24} - p a_{44} - r a_{46} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{D.4})$$

Messungen und Näherungen

Zu den in der Tabelle D.2 aufgelisteten Daten, muss an dieser Stelle eine Anmerkung erfolgen. Sie sind unverändert SANDØY [D.2] entnommen, der sie wiederum auf Basis einer Publikation von EIDSVIK & SCHJØLBERG [D.3] ermittelte. Auffällig an den Messwerten ist, dass Geschwindigkeiten und zugehörige Belastungen die gleichen Vorzeichen besitzen, obwohl die Kräfte der Bewegung entgegenwirken sollen und SANDØY [D.2] sie selbst als Dämpfungseinflüsse versteht. Für die Angabe aller Variablen im körperfesten Koordinatensystem CS_b erfolgt aus diesem Grund ein Vorzeichenwechsel der verschiedenen Lasten zur Berechnung der benötigten und in Abb. 5.2 dargestellten Approximationen mit Hilfe von Polynomen der Form $f(x) \approx p_4x^3 + p_3x^2 + p_2x$. Deren verschiedenen Koeffizienten, zuzüglich der Angabe des jeweiligen Bestimmtheitsmaßes, sind daraufhin Tabelle D.5 zu entnehmen.

Tabelle D.2.: Experimentell durch SANDØY [D.2] in und um körperfeste Achsen bestimmte Lasten des „BlueROV 1-R1“

(a) Wiegen		(b) Schaukeln		(c) Heben		(d) Gieren	
u in $\frac{m}{s}$	F_X in N	v in $\frac{m}{s}$	F_Y in N	w in $\frac{m}{s}$	F_Z in N	r in $\frac{rad}{s}$	M_N in N m
-0,500	-9,168	-0,400	-14,180	-0,400	-16,540	-1,117	-2,000
-0,400	-6,046	-0,300	-7,319	-0,300	-8,544	-0,776	-1,000
-0,300	-3,282	-0,200	-3,096	-0,200	-3,443	-0,623	-0,750
-0,200	-1,572	-0,100	-0,997	-0,100	-0,811	-0,603	-0,500
-0,100	-0,439	0	0	0	0	-0,393	-0,250
0	0	0,100	0,956	0,100	1,021	0	0
0,100	0,364	0,200	3,312	0,200	3,844	0,393	0,250
0,200	1,392	0,300	8,615	0,300	7,683	0,603	0,500
0,300	3,117	0,400	14,200	0,400	15,250	0,623	0,750
0,400	5,245					0,776	1,000
0,500	8,800					1,117	2,000

Tabelle D.3.: Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2. Ordnung für das experimentell bestimmte System (Infimum) mit $\underline{\rho_{\text{Fl}}} = 999 \text{ kg m}^{-3}$

<i>DOF</i>	<i>Quadrant</i>	<i>Polynom-Koeffizienten</i>		<i>Bestimmtheitsmaß</i> R^2
		$p_2 = c_{i,q}$	$p_1 = c_{i,l}$	
1	II	35,600	-0,589	99,96 %
1	IV	-36,350	0,926	99,84 %
2	II	98,940	4,895	99,82 %
2	IV	-87,180	-1,188	99,73 %
3	II	120,300	7,298	99,94 %
3	IV	-100,800	3,147	99,64 %
6	II	1,539	-0,084	99,09 %
6	IV	-1,539	-0,084	99,09 %

Dämpfungsmatrizen des ROVs

Für die in Gl. (5.7) (Seite 132) formulierte resultierende Dämpfungsmatrix \mathbf{D} sind, ausgehend von den bekannten Kopplungsmatrizen sowie den hydrostatischen bzw. hydrodynamischen Lasten, ihre einzelnen Summanden wie nachfolgend zu beschreiben.

$$\mathbf{D}_{\text{HD}} = \begin{bmatrix} 2 c_{X,q} |u| + c_{X,l} & \mathbf{0} \\ & \ddots \\ \mathbf{0} & 2 c_{N,q} |r| + c_{N,l} \end{bmatrix} \equiv \frac{\partial \boldsymbol{\tau}_{\text{HD}}}{\partial \mathbf{q}} \quad (\text{D.5})$$

$${}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{CB}} + {}^b\boldsymbol{\tau}_{\text{CG}} \approx g_E \varrho_{\text{Fl}} V_{\text{Rb}} \left(\begin{bmatrix} \boldsymbol{\theta} \\ -\Phi \\ -1 \\ \Phi {}^b z_{\text{CB}} - {}^b y_{\text{CB}} \\ {}^b x_{\text{CB}} + \boldsymbol{\theta} {}^b z_{\text{CB}} \\ -\Phi {}^b x_{\text{CB}} - \boldsymbol{\theta} {}^b y_{\text{CB}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -\boldsymbol{\theta} \\ \Phi \\ 1 \\ -\Phi {}^b z_{\text{CG}} + {}^b y_{\text{CG}} \\ -{}^b x_{\text{CG}} - \boldsymbol{\theta} {}^b z_{\text{CG}} \\ \Phi {}^b x_{\text{CG}} + \boldsymbol{\theta} {}^b y_{\text{CG}} \end{bmatrix} \right) \quad (\text{D.6})$$

$$\mathbf{D}_{\text{Rb}} = \begin{bmatrix} \mathbf{D}_{\text{Rb},11} & \mathbf{D}_{\text{Rb},12} \\ \mathbf{D}_{\text{Rb},21} & \mathbf{D}_{\text{Rb},22} \end{bmatrix} \equiv \frac{\partial \mathbf{N}_{\text{Rb}}}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{q}$$

mit $\mathbf{D}_{\text{Rb},11} = m_{\text{Rb}} \mathbf{H}(\vec{\omega})$

$$\mathbf{D}_{\text{Rb},12} = \begin{bmatrix} r S_z & w m_{\text{Rb}} & -v m_{\text{Rb}} + p S_z \\ -w m_{\text{Rb}} & r S_z & u m_{\text{Rb}} + q S_z \\ v m_{\text{Rb}} - 2p S_z & -u m_{\text{Rb}} - 2q S_z & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_{\text{Rb},21} = S_z \begin{bmatrix} -r & 0 & p \\ 0 & -r & q \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_{\text{Rb},22} = \begin{bmatrix} q J_{zx} + w S_z & r(J_{zz} - J_{yy}) + p J_{zx} & q(J_{zz} - J_{yy}) - u S_z \\ r(J_{xx} - J_{zz}) - 2p J_{zx} & w S_z & p(J_{xx} - J_{zz}) + 2r J_{zx} - v S_z \\ q(J_{yy} - J_{xx}) & p(J_{yy} - J_{xx}) - r J_{zx} & -q J_{zx} \end{bmatrix}$$

(D.7)

$$\mathbf{D}_{\text{Fl}} = \begin{bmatrix} \mathbf{D}_{\text{Fl},11} & \mathbf{D}_{\text{Fl},12} \\ \mathbf{D}_{\text{Fl},21} & \mathbf{D}_{\text{Fl},22} \end{bmatrix} \equiv \frac{\partial \mathbf{N}_{\text{Fl}}}{\partial \mathbf{q}} \mathbf{q}$$

$$\text{mit } \mathbf{D}_{\text{Fl},11} = \begin{bmatrix} q a_{13} & -r a_{22} & q a_{33} \\ r a_{11} - p a_{13} & 0 & r a_{13} - p a_{33} \\ -q a_{11} & p a_{22} & -q a_{13} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_{\text{Fl},12} = \begin{bmatrix} -r a_{24} & u a_{13} + w a_{33} + 2q a_{35} & -v a_{22} - p a_{24} - 2r a_{26} \\ -u a_{13} - w a_{33} - q a_{35} & r a_{15} - p a_{35} & u a_{11} + w a_{13} + q a_{15} \\ v a_{22} + 2p a_{24} + r a_{26} & -u a_{11} - w a_{13} - 2q a_{15} & p a_{26} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_{\text{Fl},21} = \begin{bmatrix} v a_{13} - r a_{15} & u a_{13} + w(a_{33} - a_{22}) + q(a_{26} + a_{35}) & v(a_{33} - a_{22}) - p a_{24} - r(a_{26} + a_{35}) \\ -2u a_{13} + w(a_{11} - a_{33}) - q a_{35} & -p a_{26} + r a_{24} & u(a_{11} - a_{33}) + 2w a_{13} + v a_{15} \\ v(a_{22} - a_{11}) + p(a_{15} + a_{24}) + r a_{26} & u(a_{22} - a_{11}) - w a_{13} - q(a_{15} + a_{24}) & -v a_{13} + p a_{35} \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{D}_{\text{Fl},22} = \begin{bmatrix} -w a_{24} + q a_{46} & v(a_{26} + a_{35}) + p a_{46} + r(a_{66} - a_{55}) & -w(a_{26} + a_{35}) + q(a_{66} - a_{55}) \\ -v a_{26} + r(a_{44} - a_{66}) - 2p a_{46} & w a_{15} - u a_{35} & v a_{24} + p(a_{44} - a_{66}) + 2r a_{46} \\ u(a_{15} - a_{24}) + w a_{35} + q(a_{55} - a_{44}) & -v(a_{15} + a_{24}) + p(a_{55} - a_{44}) - r a_{46} & u a_{26} - q a_{46} \end{bmatrix} \quad (\text{D.8})$$

D.2. Zur Modellkomplettierung

Eigenschaften des Thrusters

Die in Tabelle D.4 aufgelisteten Eigenschaften der Ausstattung des ROVs (vgl. Abb. 5.3, Seite 134) konnten mit Hilfe von technischen Zeichnungen, Dokumentationen und CAD-Geometrien bestimmt werden. Sie wurden genutzt, um die in Gl. (5.11) definierte Konfigurationsmatrix \mathbf{C} mit Werte zu füllen.

Tabelle D.4.: Position und Orientierung der Propeller eines UUVs

<i>Pro- peller</i>	<i>Position</i> ¹			<i>Orientierung</i> ²		<i>Blattaus- richtung</i> ³
	^b x_{Pr}	^b y_{Pr}	^b z_{Pr}	γ_a	χ_a	
1	10	+111	-39	+0	+0	CCW
2	10	-111	-39	+0	+0	CW
3	178	-111	-33	$-\pi/2$	+0	CCW
4	178	111	-33	$-\pi/2$	+0	CW
5	-173	+0	59	$-\pi/2$	+0	CW
6	120	+0	70	+0	$+\pi/2$	CW

¹ in mm

² in rad

³ CCW = gegen den Uhrzeigersinn

CW = im Uhrzeigersinn

$${}^{ba}\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0,111 & 0,111 & 0 & -0,070 \\ -0,039 & 0,039 & 0,178 & -0,178 & 0,173 & 0 \\ -0,111 & -0,111 & 0 & 0 & 0 & 0,120 \end{bmatrix} \quad (\text{D.9})$$

Skalierung der dynamischen Lasten

Tabelle D.5.: Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2. Ordnung für das skalierte Nominalsystem mit $\rho_{\text{Fl}} = 1012 \text{ kg m}^{-3}$

<i>DOF</i>	<i>Quadrant</i>	<i>Polynom-Koeffizienten</i>		<i>Bestimmtheitsmaß</i> R^2
		$p_2 = c_{i,q}$	$p_1 = c_{i,l}$	
1	II	36,030	−0,596	99,96 %
1	IV	−36,790	0,937	99,84 %
2	II	100,100	4,953	99,82 %
2	IV	−88,230	−1,202	99,73 %
3	II	121,700	7,386	99,94 %
3	IV	−102	3,184	99,64 %
6	II	1,558	−0,085	99,09 %
6	IV	−1,558	−0,085	99,09 %

Tabelle D.6.: Koeffizienten der abschnittsweise approximierten Polynom-Funktionen 2. Ordnung für das skalierte Supremum mit $\overline{\rho}_{\text{Fl}} = 1025 \text{ kg m}^{-3}$

<i>DOF</i>	<i>Quadrant</i>	<i>Polynom-Koeffizienten</i>		<i>Bestimmtheitsmaß</i> R^2
		$p_2 = c_{i,q}$	$p_1 = c_{i,l}$	
1	II	36,530	−0,604	99,96 %
1	IV	−37,290	0,950	99,84 %
2	II	101,500	5,022	99,82 %
2	IV	−89,450	−1,218	99,73 %
3	II	123,400	7,488	99,94 %
3	IV	−103,400	3,228	99,64 %
6	II	1,579	−0,086	99,09 %
6	IV	−1,579	−0,086	99,09 %

D.3. Zum Szenario

Einsatzgebiet

Tabelle D.7.: Extremcharakteristika der Ostsee entnommen aus HERLEMAN ET AL. [D.4] und NAUMANN ET AL. [D.5]

<i>Variable</i>	<i>Inf</i>	<i>Sup</i>	<i>Ort</i>	<i>Zeit</i>
p	0,10 bar	-	-	-
	-	45,60 bar	Landsorttief	-
S	0 g kg ⁻¹	-	Bottenwiek	-
	-	30,90 g kg ⁻¹	Skagerrak	-
T	0 °C	-	Pommersche Bucht	14.02.2017
	-	20 °C	Danziger Bucht	31.07.2017

Missionsspezifikation

Tabelle D.8.: Auflistung des Anfangszustandes sowie diverse weitere Einstellungen und Festlegung vom Anwendungsfall

<i>Objekt</i>	Position in m			<i>Radien</i>	<i>Unterteilungen</i>
	x	y	z		
Startpunkt n_0	0	0	40	-	-
Hindernis O_1	85	100	46,21	$R_{O2} = 7$ m	-
Passage P_1	135	190	40,32	$R_{P1} = 3$ m	$q_P = 50$
Passage P_2	190	140	28,85	$R_{P2} = 3$ m	$q_P = 25$
Passage P_3	60	60	42,20	$R_{P2} = 4$ m	$q_P = 50$

Zur Modellanalyse und Reglersynthese

Tabelle D.9.: Eigenwerte der unregelten Ecksysteme für die (a) minimale und (b) maximale Momentangeschwindigkeit V_M im Vergleich zum Nominalsystem(a) $\underline{V_M}$

i	\Re_{NN}	\Im_{NN}	\Re_{II}	\Im_{II}	\Re_{SI}	\Im_{SI}
1	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0
5	-23,770	0	-13,480	0	-15,070	0
6	0,129	0	0,518	0	0,559	0
7	1,185	9,655	0,269	4,783	2,138	0
8	1,185	-9,655	0,269	-4,783	0,182	4,678
9	-2,433	0	-2,277	0	0,182	-4,678
10	2,019	0	-0,688	5,009	-2,293	0
11	-0,741	8,388	-0,688	-5,009	-0,714	5,038
12	-0,741	-8,388	2,133	0	-0,714	-5,038

(b) $\underline{V_M}$

i	\Re_{NN}	\Im_{NN}	\Re_{IS}	\Im_{IS}	\Re_{SS}	\Im_{SS}
1	0	0	0	0	0	0
2	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0
5	-23,770	0	-46,660	0	-52,150	0
6	0,129	0	0,026	0	0,027	0
7	1,185	9,655	3,420	21,320	3,239	21,230
8	1,185	-9,655	3,420	-21,320	3,239	-21,230
9	-2,433	0	1,795	0	1,797	0
10	2,019	0	-0,923	17,270	-2,751	0
11	-0,741	8,388	-0,923	-17,270	-0,943	17,400
12	-0,741	-8,388	-2,736	0	-0,943	-17,400

Tabelle D.10.: Eigenwerte der geregelten Ecksysteme für die (a) minimale und (b) maximale Momentangeschwindigkeit V_M im Vergleich zum Nominalsystem

(a) V_M						
i	\Re_{NN}	\Im_{NN}	\Re_{II}	\Im_{II}	\Re_{SI}	\Im_{SI}
1	-11,250	4,279	-22,610	9,617	-21,840	9,867
2	-11,250	-4,279	-22,610	-9,617	-21,840	-9,867
3	-11,260	4,275	-13,390	0	-13,150	0
4	-11,260	-4,275	-20,530	7,182	-20,190	7,253
5	-11,210	4,840	-20,530	-7,182	-20,190	-7,253
6	-11,210	-4,840	-3,441	5,904	-3,849	6,505
7	-11,220	4,836	-3,441	-5,904	-3,849	-6,505
8	-11,220	-4,836	-2,960	0	-2,957	0
9	-11,170	3,724	-2,842	1,974	-2,724	1,726
10	-11,170	-3,724	-2,842	-1,974	-2,724	-1,726
11	-11,180	3,720	-3,279	1,447	-3,314	1,411
12	-11,180	-3,720	-3,279	-1,447	-3,314	-1,411

(b) $\overline{V_M}$						
i	\Re_{NN}	\Im_{NN}	\Re_{IS}	\Im_{IS}	\Re_{SS}	\Im_{SS}
1	-11,250	4,279	-36,290	0	-39,880	0
2	-11,250	-4,279	-14,140	0	-13,910	0
3	-11,260	4,275	-15,470	13,450	-15,430	13,930
4	-11,260	-4,275	-15,470	-13,450	-15,430	-13,930
5	-11,210	4,840	-19,200	9,165	-18,900	9,599
6	-11,210	-4,840	-19,200	-9,165	-18,900	-9,599
7	-11,220	4,836	-7,323	7,026	-7,259	7,027
8	-11,220	-4,836	-7,323	-7,026	-7,259	-7,027
9	-11,170	3,724	-3,275	0	-3,060	0
10	-11,170	-3,724	-3,012	0	-3,005	0
11	-11,180	3,720	-4,838	4,231	-4,830	4,284
12	-11,180	-3,720	-4,838	-4,231	-4,830	-4,284

SYMBOLVERZEICHNIS

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
Indizes (Großbuchstaben)			
CB	D	Verdrängungsschwerpunkt	
CG	D, U	Massenschwerpunkt	
FK	D	Froude-Krylov	
Fl	D, U	Fluid	
HD	D	hydrodynamisch	
K	D	um X-Achse	
M	D	um Y-Achse	
N	D	um Z-Achse	
O	M	Hindernis	
P	M	Passage	
Pr	D	Propeller	
PT	D	Propulsion	
Rb	D, U	Festkörper	
S	U	Quelle	
T	D	Zugkraft	
X	D	in X-Achse	
Y	D	in Y-Achse	
Z	D	in Z-Achse	
Indizes (Kleinbuchstaben)			
a	CS	antriebsfest	
b	M	Band	
b	CS	körperfest	
d	C	Sollwert	
g	CS	erdfest	
h	CS	strömungsfest	
k	CS	temporär	
λ	CS	winkelfest	

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
op	C	Arbeitspunkt	
p	CS	bahnfest	
lateinische Großbuchstaben			
A	D, U	Bezugsfläche	m^2
A_T	D	Querschnittsfläche eines Kabels	m^2
\mathcal{A}	C	System- / Dynamikmatrix	
\mathcal{A}_C	C	rückgeführte Systemmatrix	
\mathcal{B}	C	Eingangs- / Steuermatrix	
C	D	Konfigurationsvektor	
C	D	Konfigurationsmatrix	
CS_a	CS	antriebsfestes Koordinatensystem	
CS_b	CS	körperfestes Koordinatensystem	
CS_g	CS	erdfestes Koordinatensystem	
CS_h	CS	strömungsfestes Koordinatensystem	
\mathcal{C}	C	Ausgangs- / Messmatrix	
CS_p	CS	bahnfestes Koordinatensystem	
\mathcal{D}_0	C	Definitionsvariable für LMI-Gebiete	
\mathcal{D}_1	C	Definitionsvariable für LMI-Gebiete	
\mathcal{D}_2	C	Definitionsvariable für LMI-Gebiete	
D	D	Dämpfungsmatrix	
\mathcal{D}	C	Dämpfungsgrad	
D_{Pr}	D	Propellerdurchmesser	m
E	D	kinetische Energie des Gesamtsystems	J
E_{Rb}	D	kinetische Energie des Starrkörpers	J
E_{Fl}	D, U	kinetische Energie des Fluids	J
\mathcal{F}	C	Störeingriffs- / Störmatrix	
\mathcal{M}_u	C	Vorsteuerungsmatrix der Eingänge	
\mathcal{M}_x	C	Vorsteuerungsmatrix der Zustände	
F	D, U	Kraft	N
\vec{F}	D, U	Kraftvektor in \mathbb{R}^3	N
\vec{F}	M	virtuelle Gesamtkraft	
\vec{F}_C	M	virtuelle Kooperationskraft	
\vec{F}_C	D	Querkraftvektor in \mathbb{R}^3	N
\vec{F}_D	M	virtuelle Tiefenkraft	
\vec{F}_D	D	Widerstandskraftvektor in \mathbb{R}^3	N
\vec{F}_{FK}	D	Froude-Krylov-Kraftvektor in \mathbb{R}^3	N

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
\vec{F}_L	D	Auftriebskraftvektor in \mathbb{R}^3	N
\vec{F}_L	M	virtuelle Longitudinalkraft	
\vec{F}_O	M	virtuelle Hinderniskraft	
\vec{F}_P	M	virtuelle Passagenkraft	
\vec{F}_S	M	virtuelle Lateralkraft	
\mathbf{G}	D	Matrix rückstellender Lasten	
G	U	Green'sche Funktion	
H_ν	U	Hankel-Funktion	
\mathbf{H}	D, U	Hilfsmatrix	
H_s	U	signifikante Wellenhöhe	m
\mathbf{I}	D, U	Einheitsmatrix	
J_ν	U	Bessel-Funktion der ν -ten Ordnung	
J_{xy}	D	Deviationsmoment um Z-Achse	kg m ²
J_{yz}	D	Deviationsmoment um X-Achse	kg m ²
J_{zx}	D	Deviationsmoment um Y-Achse	kg m ²
\mathbf{J}	D	Trägheitstensor	
J_{xx}	D	Trägheitsmoment um X-Achse	kg m ²
J_{yy}	D	Trägheitsmoment um Y-Achse	kg m ²
J_{zz}	D	Trägheitsmoment um Z-Achse	kg m ²
\mathcal{K}	C	Regler- / Rückführungsmatrix	
\vec{L}	D	Drehimpuls	kg m ² s ⁻¹
L	U	Wellenlänge	m
\mathbf{M}	D	Massenmatrix des Gesamtsystems	
\mathbf{M}_{Rb}	D, U	Massenmatrix des Festkörpers	
\mathbf{M}_{Fl}	D	Massenmatrix des Fluids	
M	D, U	Moment	N m
\vec{M}	D	Vektor der Momente in \mathbb{R}^3	N m
N	M	Anzahl an Knoten in einem Band	
\mathbf{N}	D	Kopplungsmatrix des Gesamtsystems	
\mathbf{N}_{Rb}	D	Kopplungsmatrix der Körperbewegungen	
\mathbf{N}_{Fl}	D	Kopplungsmatrix der Fluidbewegungen	
O	M	Hindernis	
O	CS	Koordinatenursprung	
P	M	Passage	
\mathcal{P}	C	Definitionsvariable für Regelungen	
Q	M	Anzahl der zu berücksichtigenden Hindernisse	
\mathcal{Q}	C	Substitutionsvariabel für LMI-Formulierungen	

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
M	M	Anzahl der vorhandenen Passagen	
R	U	Radius	m
R	M	Krümmungsradius	m
R_O	M	Hidernisradius	m
R_{Rb}	M	Radius der den Körper umschließenden Kugel	m
R_P	M	Passagenradius	m
\mathbf{R}	D	Rotationsmatrix	
${}^{\text{g}j}\mathbf{R}$	M	Rotationsmatrix ins erdfeste aus dem lokalen Koordinatensystem der Passage P_j	
Re	U	Reynolds-Zahl	
${}^{\text{ba}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins körperfeste aus dem antriebsfesten Koordinatensystem	
${}^{\text{bg}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins körperfeste aus dem erdfesten Koordinatensystem	
${}^{\text{bh}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins körperfeste aus dem strömungsfesten Koordinatensystem	
${}^{\text{bp}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins körperfeste aus dem bahnfesten Koordinatensystem	
${}^{\text{gb}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins erdfeste aus dem körperfesten Koordinatensystem	
${}^{\text{gp}}\mathbf{R}$	CS	Rotationsmatrix ins erdfeste aus dem bahnfesten Koordinatensystem	
S	U	Salinität	g kg^{-1}
\mathbf{S}	D	Abbildungsmatrix	
S_{ZZ}	U	Seegang	
${}^{\lambda\text{b}}\mathbf{S}$	CS	Abbildungsmatrix aus dem körperfesten Koordinatensystem für Winkeländerungen	
${}^{\lambda\text{g}}\mathbf{S}$	CS	Abbildungsmatrix aus dem erdfesten Koordinatensystem für Winkeländerungen	
S_x	D	statisches Moment um X	kg m
S_y	D	statisches Moment um Y	kg m
S_z	D	statisches Moment um Z	kg m
\mathbf{T}	D	Transformationsmatrix	
T	U	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T	U	Wellenperiode	s
V	M	Anzahl der in einer Passage vorhandenen Vehikel	
V_M	D, M, U	Momentangeschwindigkeit	m s^{-1}

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
\mathcal{V}	C	Ljapunow-Funktion	
V	D, U	Volumen	m^3
V_{Rb}	D	Festkörpervolumen	m^3
X	CS	X-Achse	
Y	CS	Y-Achse	
\mathcal{Y}	C	Substitutionsvariabel für LMI-Formulierungen	
Z	CS	Z-Achse	

lateinische Kleinbuchstaben

\vec{a}	M	Beschleunigung	m s^{-2}
a_{S}	M	momentane Querbeschleunigung	m s^{-2}
$a_{\text{S max}}$	M	maximale Querbeschleunigung	m s^{-2}
a_{L}	M	momentane Längsbeschleunigung	m s^{-2}
$a_{\text{L max}}$	M	maximale Längsbeschleunigung	m s^{-2}
a	U	hydrodynamische Masse	kg
c	U	hydrodynamische Trägheitszahl	
c	D	Lastbeiwert	
c_{C}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Kooperationskraft	
c_{C}	D	Querkraftsbeiwert	
c_{D}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Tiefenkraft	
c_{D}	D, U	Widerstandskraftbeiwert	
c_{L}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Longitudinalkraft	
c_{L}	D	Auftriebskraftbeiwert	
c_{O}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Hinderniskraft	
c_{P}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Passagenkraft	
c_{Φ}	M	Steuerkoeffizient des Rollwinkels	
c_{Pr}	D	Schubbelastungsgrad	
c_{res}	U	Beiwert der resultierenden Kraft	
c_{S}	M	Steuerkoeffizient der virtuellen Lateralkraft	
c_{T}	D	Zugkraftbeiwert	
c_{X}	D	Beiwert der Longitudinalkraft	
\mathcal{d}	C	Abklingkonstante	kg s^{-1}
d	M, U	Wassertiefe	m
d_{E}	U	Ekmantiefe	m
d_{tar}	M	Solltiefe	m
\vec{d}	U	Vektor von Richtungskosinusen	
\mathbf{e}_x	C	Zustands- / Regeldifferenz	

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
\vec{e}	D	Einheitsvektor	
\vec{e}_x	D, M, U	Einheitsvektor in X-Richtung	
\vec{e}_y	D, M, U	Einheitsvektor in Y-Richtung	
\vec{e}_z	D, M, U	Einheitsvektor in Z-Richtung	
\vec{f}_C	M	einseitig wirkende, virtuelle Kooperationskraft	
\vec{f}_L	M	einseitig wirkende, virtuelle Longitudinalkraft	
\vec{f}_O	M	virtuelle Kraft verursacht durch Einzelhindernis	
\vec{f}_S	M	einseitig wirkende, virtuelle Lateralkraft	
g_E	D	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
g_B	U	Randfaktor	
g	M	Gewichtungsfunktion	
g_C	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Kooperationskraft	
g_D	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Tiefenkraft	
g_L	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Longitudinalkraft	
g_O	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Hinderniskraft	
g_P	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Passagenkraft	
g_Φ	M	Gewichtungsfunktion des Rollwinkels	
g_S	M	Gewichtungsfunktion der virtuellen Lateralkraft	
h	M	Suchschrittweite	
κ_s	C	statische Verstärkung	
k	U	Kreiswellenzahl	rad m^{-1}
Δl	M	Längenänderung	m
l	M, U	Bezugslänge	m
l_{Rb}	D	char. Körperlänge	m
l_C	M	Abstand zwischen Festkörpern	m
l_D	M	Abstand zwischen Meeresboden und Festkörper	m
l_{Oik}	M	Abstand zwischen Festkörper und Hindernis	m
l_{Pij}	M	Abstand zwischen Festkörper und Passagenrand	m
l_P	M	Passagenlänge	m
m	D, U	Masse	kg
m_{Fl}	U	Fluidmasse	kg
m_{Rb}	D, U	Festkörpermasse	kg
m	M	Iterationsvariable	
n	M	Bandknoten	
\vec{n}	D, U	Normalenvektor in \mathbb{R}^3	
n_p	C	Anzahl der Parameter	

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
n_v	C	Polytop-Dimension	
n	U	Anzahl der Abstraktionselemente	
\vec{n}_S	U	Normalenvektor	
p	D, U	Winkelgeschwindigkeit um die X-Achse	rad s^{-1}
ρ	C	Einzelparameter	
$\boldsymbol{\rho}$	C	Parametervektor	
\boldsymbol{p}	C, D	Pose	
\boldsymbol{p}_P	D	Bahnpose	
\vec{p}	D	Impuls	kg m s^{-1}
p	M	Approximationspolynom	
p	D, U	Druck	Pa
q	D, U	Winkelgeschwindigkeit um die Y-Achse	rad s^{-1}
\boldsymbol{q}_P	D	Bahnbewegungswinder	
\boldsymbol{q}	C, D, M, U	Bewegungswinder	
r	D, U	Winkelgeschwindigkeit um die Z-Achse	rad s^{-1}
\vec{r}_{CB}	D, U	Verdrängungsschwerpunkt	m
\vec{r}_{CG}	D, U	Massenschwerpunkt	m
\vec{r}	M	Knotenposition in \mathbb{R}^3	m
\vec{r}_k	M	Hindernisposition in \mathbb{R}^3	m
\vec{r}_{ij}	M	Knotenposition innerhalb der Passage \boldsymbol{P}_j	m
\vec{r}_P	M	Passagenposition in \mathbb{R}^3	m
\vec{r}_O	U	Beobachtungspunkt	
\vec{r}_S	U	Quellpunkt	
\vec{r}_{PR}	M	Endpunkt einer Missionsroute (Bergepunkt)	
\vec{r}_P	D	Bahnposition in \mathbb{R}^3	m
\vec{r}_{P0}	M	Startpunkt einer Missionsroute (Aussetzpunkt)	
\vec{r}	D, M, U	Positionsvektor in \mathbb{R}^3	m
\vec{r}_{Pr}	D	Position des Antriebssystems	m
\vec{r}_T	D	Befestigungspunkt	m
s	D	Koordinate entlang der Bahnkurve	m
\mathcal{z}	C	komplexe Variable	
$\bar{\mathcal{z}}$	C	komplex konjugierte Variable	
Δt	M	Zeitschrittweite	s
t	D, M, U	Zeit	s
t_0	D	Anfangszeit	s
t_H	M	zeitlicher Planungshorizont	
u	D, U	Translationsgeschwindigkeit in X-Richtung	m s^{-1}

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
\boldsymbol{u}	C	Vektor der Eingangsgrößen	
u_p	M	Bahngeschwindigkeit in X-Richtung	m s^{-1}
v	D, U	Translationsgeschwindigkeit in Y-Richtung	m s^{-1}
\vec{v}	D, M, U	relative Translationsgeschwindigkeit in \mathbb{R}^3	m s^{-1}
\vec{v}_{Rb}	D	Translationsgeschwindigkeit eines Starrkörpers in \mathbb{R}^3	m s^{-1}
\vec{v}_{Fl}	D	Vektor der Fluidgeschwindigkeit	m s^{-1}
\vec{v}_{∞}	D	Vektor der Anströmgeschwindigkeit	m s^{-1}
\vec{v}_{Fl}	U	Vektor der Fluidgeschwindigkeit	m s^{-1}
$\vec{v}_{\text{L max}}$	M	Vektor der maximalen Longitudinalgeschwindigkeit	m s^{-1}
\vec{v}_{G}	D	Vektor der Gleitgeschwindigkeit	m s^{-1}
\vec{v}_p	D	Bahntranslationsgeschwindigkeit	m s^{-1}
\vec{v}_p	M	Vektor der Bahngeschwindigkeit	m s^{-1}
v_p	M	Bahngeschwindigkeit in Y-Richtung	m s^{-1}
w	D	Translationsgeschwindigkeit in Z-Richtung	m s^{-1}
\boldsymbol{w}	C	Vektor der Führungsgrößen	
ω	C	Kreisfrequenz	s^{-1}
ω_0	C	Kennkreisfrequenz	s^{-1}
w_p	M	Bahngeschwindigkeit in Z-Richtung	m s^{-1}
\boldsymbol{x}	C	Vektor der Zustandsgrößen	
\boldsymbol{x}	M	Vektor der Zustandsgrößen	
x	D, M, U	x-Komponente der Position	m
\boldsymbol{x}_0	C	Ausgangszustand	
\boldsymbol{y}	C	Vektor der Ausgangsgrößen	
y	D, M, U	y-Komponente der Position	m
\boldsymbol{z}	C	Vektor der Störgrößen	
z	D, M, U	z-Komponente der Position	m

griechische Großbuchstaben

Δ	C	Abweichung	
Γ	C	LMI-Gebiet	
Λ	C	Eigenwerte	
Φ	CS	Rollwinkel	°
Φ	U	Geschwindigkeitspotential	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\boldsymbol{\Phi}$	U	Vektor von Geschwindigkeitspotentialen	
Ψ	CS	Gierwinkel	°
Θ	CS	Nickwinkel	°

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
griechische Kleinbuchstaben			
α	CS	Anstellwinkel	°
α_p	CS	Bahnanstellwinkel	°
β	CS	Schiebewinkel	°
β_p	CS	Bahnschiebewinkel	°
χ	CS	Bahnazimut	°
χ_a	CS	Aktuatordrehwinkel	°
δ	U	Diracfunktion	
ϵ	U	relative Abweichung	
ϵ_{Eq}	M	Abbruchkriterium	
η	U	experimenteller Drehwinkel	°
γ	CS	Bahnneigungswinkel	°
γ_a	CS	Aktuatornickwinkel	°
γ_p	CS	Bahnhängewinkel	°
γ_ϕ	C	Öffnungswinkel eines LMI-Sektors	
γ_q	C	Mittelpunkt auf reeller Achse für LMI-Kreisgebiet	
γ_r	C	LMI-Kreisgebietsradius	
γ_d	C	Stabilitätsreserve	
γ_w	C	LMI-Frequenzeinschränkung	
$\vec{\lambda}$	D	Orientierungsvektor in \mathbb{R}^3	°
$\vec{\lambda}_p$	M	Orientierungsvektor einer Passage in \mathbb{R}^3	°
μ	U	Erwartungswert	
μ_{Fl}	U	dynamische Fluidviskosität	Pa s
ν	C	Polytop-Laufvariable	
ν_t	U	turbulente Wirbelviskosität	
ω	U	Kreisfrequenz	s ⁻¹
$\vec{\omega}$	D, M, U	Winkelgeschwindigkeit in \mathbb{R}^3	rad s ⁻¹
$\vec{\omega}_{Rb}$	D	Winkelgeschwindigkeit eines Starrkörpers in \mathbb{R}^3	rad s ⁻¹
$\vec{\omega}_{Fl}$	D	Drehgeschwindigkeit eines Fluidpartikels	rad s ⁻¹
$\vec{\omega}_p$	D	Bahnwinkelgeschwindigkeit	rad s ⁻¹
ϕ	U	Bewegungspotential	
ϕ_r	C	Öffnungswinkel	°
ϕ_{Lat}	U	geographische Breite	°
ϕ_p	M	Winkel zwischen Passagenachse und Knotenvektor	°
ρ	D	Materialdichte	kg m ⁻³
ρ_A	U	Luftdichte	kg m ⁻³

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
ϱ_{Fl}	D, U	Fluiddichte	kg m^{-3}
ϱ_{Rb}	D, U	Körperdichte	kg m^{-3}
σ^2	U	Standardabweichung	
τ	D, U	Belastungsvektor	
$\tau_{\dot{q}}$	D	beschleunigungsabhängiger Belastungsvektor	
τ_{AC}	D	Belastungsvektor infolge Aktuatoren	
τ_{CB}	D	Belastungsvektor infolge Gravitation am Verdrängungsschwerpunkt	
τ_{CG}	D	Belastungsvektor infolge Gravitation am Massenschwerpunkt	
τ_{C}	D	Belastungsvektor aus Querkraft	
τ_{dis}	D	Belastungsvektor aus äußeren Störungen	
τ_{D}	D	Belastungsvektor aus Widerstandskraft	
τ_{Fl}	D	Belastungsvektor infolge Fluidträgheit	
τ_{Fr}	D	Belastungsvektor aus Coulombscher Reibung	
τ_{HA}	D	Belastungsvektor infolge Hydroträgheit	
τ_{HD}	D	Belastungsvektor infolge Hydrodynamik	
τ_{HS}	D	Belastungsvektor infolge Hydrostatik	
τ_{λ}	D	lageabhängiger Belastungsvektor	
τ_{L}	D	Belastungsvektor aus dynamischer Auftriebskraft	
τ_{Pr}	D	Belastungsvektor infolge Triebwerk	
τ_{PT}	D	Belastungsvektor infolge Antriebssystem	
τ_{T}	D	Belastungsvektor infolge Zugeinrichtung	
$\tau_{\dot{q}}$	D	geschwindigkeitsabhängiger Belastungsvektor	
τ_{qq}	D	geschwindigkeitsquadratabhängiger Belastungsvektor	
$\vec{\tau}_{\text{W}}$	U	Windstress	N m^{-2}
ξ	U	Ruderwinkel	$^{\circ}$
ζ	U	experimenteller Neigungswinkel	$^{\circ}$
ζ_{a}	U	Wellenerhebung	m

alternative Buchstaben

\mathfrak{D}	U	Differentialoperator
\mathbb{E}	U	äußeres Gebiet
\mathbb{F}_T	C	LMI-Gebietsfunktion
\mathbb{I}	U	inneres Gebiet
\mathfrak{L}	U	Integraloperatoren 1. Ordnung

Symbol	Bezug	Beschreibung	Einheit
\mathfrak{L}	U	Matrix der Integraloperatoren 1. Ordnung	
\mathfrak{M}	U	Integraloperator 2. Ordnung	
\mathfrak{M}	U	Matrix der Integraloperatoren 1. Ordnung	
\mathbb{P}	C	Polytop	
\mathcal{R}	C	Restglied einer Taylor-Entwicklung	
\mathbb{S}	D, U	Oberfläche	m ²
\mathfrak{T}	C	Operator für Taylorreihe	

LITERATURVERZEICHNISSE

Literatur zu Kapitel 1


- [1.1] National Oceanic and Atmospheric Administration. *How much of the ocean have we explored?* NOAA. 2018. URL: <https://oceanservice.noaa.gov/facts/exploration.html> (besucht am 07.11.2018).
- [1.2] *Marine resources - opportunities and risks*. Bd. 3.2014. World ocean review / [Englische Ausgabe]. Hamburg: Maribus, 2014. ISBN: 978-3-86648-221-0.
- [1.3] Davies, R. *A modern Eldorado. deep sea mining at the Clarion Clipperton Zone*. 2019-08-21. URL: <https://www.mining-technology.com/features/a-modern-eldorado-deep-sea-mining-at-the-clarion-clipperton-zone/>.
- [1.4] National Aeronautics and Space Administration (NASA). *SUBSEA. Systematic Underwater Biogeochemical Science and Exploration Analog*. NASA.
- [1.5] Néry, G. *The exhilarating peace of freediving*. 2013. URL: https://www.ted.com/talks/guillaume_nery_the_exhilarating_peace_of_freediving#t-234610.
- [1.6] Shiklomanov, I. A. *World water resources at the beginning of the twenty-first century*. Cambridge, UK New York: Cambridge University Press, 2003. ISBN: 0521820855.
- [1.7] Charette, M. A. und Smith, W. H. "The Volume of Earth's Ocean". In: *Oceanography* 23 (2010-06).
- [1.8] Aranda, J., Armada, M. A. und Cruz, J. M. de la. *Automation for the Maritime Industries*. Madrid: Instituto de Automática Industrial, Consejo Superior de Investigaciones Científicas etc, 2004-01. ISBN: 84-609-3315-6.
- [1.9] Becker, J. J. u. a. "Global Bathymetry and Elevation Data at 30 Arc Seconds Resolution: SRTM30_PLUS". In: *Marine Geodesy* 32.4 (2009-11), S. 355–371.
- [1.10] Natural Earth. *Bathymetry*. URL: <https://www.naturalearthdata.com/downloads/10m-physical-vectors/10m-bathymetry/> (besucht am 06.03.2020).
- [1.11] Nonami, K. u. a. *Autonomous Flying Robots*. Springer-Verlag GmbH, 2010-09-17. ISBN: 4431538550.

- [1.12] Ravell, D. A. M., Maia, M. M. und Diez, F. J. “Modeling and control of unmanned aerial/underwater vehicles using hybrid control”. In: *Control Engineering Practice* 76 (2018-07), S. 112–122.
- [1.13] Federal Aviation Administration. *Pilots Handbook of Aeronautical Knowledge*. Flight Standards Service. 2012-09-30.
- [1.14] Hirai, H. und Ishii, K. “Development of Dam Inspection Underwater Robot”. In: *Journal of Robotics, Networking and Artificial Life* 6.1 (2019), S. 18.
- [1.15] Ledezma, F. D. u. a. “A Market Survey of Offshore Underwater Robotic Inspection Technologies for the Oil and Gas Industry”. In: 2015-01.
- [1.16] Dong, M., Li, J. und Chou, W. “Depth control of ROV in nuclear power plant based on fuzzy PID and dynamics compensation”. In: *Microsystem Technologies* (2019-09). ISSN: 1432-1858.
- [1.17] Kreuzer, E. und Solowjow, E. “Learning environmental fields with micro underwater vehicles: a path integral Gaussian Markov random field approach”. In: *Autonomous Robots* 42.4 (2017-12), S. 761–780.
- [1.18] Sakagami, N. u. a. “Observation support system of an ROV for underwater archaeology”. In: *2015 International Conference on Intelligent Informatics and Biomedical Sciences (ICIIBMS)*. 2015-11, S. 192–196.
- [1.19] Choy, C. A. u. a. “The vertical distribution and biological transport of marine microplastics across the epipelagic and mesopelagic water column”. In: *Scientific Reports* 9.1 (2019-06).
- [1.20] Korotkin, A. I. *Added Masses of Ship Structures*. Bd. 88. Fluid Mechanics and Its Applications. Dordrecht: Springer Netherlands, 2009. ISBN: 978-1-4020-9431-6.
- [1.21] Cely, J. S. u. a. “Experimental and Computational Methodology for the Determination of Hydrodynamic Coefficients Based on Free Decay Test: Application to Conception and Control of Underwater Robots”. In: *Sensors* 19.17 (2019-08), S. 3631.
- [1.22] Hoth, J. und Kowalczyk, W. “Determination of Flow Parameters of a Water Flow Around an AUV Body”. In: *Robotics* 8.1 (2019-01), S. 5.
- [1.23] WAMIT, Inc., Hrsg. *User Manual*. 2016.
- [1.24] Lee, C.-H. *WAMIT Theory Manual*. Massachusetts Institute of Technology. 1995.
- [1.25] Gourlay, T. u. a. “Comparison of AQWA, GL Rankine, MOSES, OCTOPUS, PDStrip and WAMIT with Model Test Results for Cargo Ship Wave-Induced Motions in Shallow Water”. In: *Volume 11: Prof. Robert F. Beck Honoring Symposium on Marine Hydrodynamics*. ASME, 2015-05.

- [1.26] Clauss, G., Lehmann, E. und Østergaard, C. *Meerestechnische Konstruktionen (German Edition)*. ger. XII, 559 S., Ill., graph. Darst. Berlin [u.a.]: Springer, 1988. ISBN: 3-540-18964-5.
- [1.27] Fossen, T. I. “Nonlinear Modelling and Control of Underwater Vehicles”. Diss. 1991.
- [1.28] Fossen, T. I. *Guidance Control of Ocean Vehicles*. Reprint. Chichester u.a.: John Wiley & Sons, 1999. 496 S. ISBN: 0-471-94113-1.
- [1.29] Fossen, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control*. Chichester, West Sussex, U.K und Hoboken N.J.: Wiley-Blackwell, 2011-04-13. 596 S. ISBN: 978-1-119-99149-6.
- [1.30] Brockhaus, R., Alles, W. und Luckner, R. *Flugregelung*. ger. Springer Berlin Heidelberg, 2011-08-22. ISBN: 978-3-642-01442-0.
- [1.31] Lewandowski, E. M. *The dynamics of marine craft: Maneuvering and seakeeping*. Bd. 22. Advanced series on ocean Engineering. Singapore u.a.: World Scientific, 2004. ISBN: 978-981-02-4755-3.
- [1.32] *Nomenclature for Treating the Motion of a Submerged Body Through a Fluid*. Englisch. Standard. Society of Naval Architects und Marine Engineers, 1950.
- [1.33] Øien, S.-I. T. “Dynamic Positioning for Small Autonomouse Surface Vessels”. Masterarb. Norwegian University of Science und Technology, 2016.
- [1.34] Moreira, L. und Soares, C. G. “Designs for Diving and Course Control of an Autonomous Underwater Vehicle in Presence of Waves”. In: *Journal of Oceanic Engineering* 33.2 (2008-04), S. 69–88.
- [1.35] Teixeira, F. C., Aguiar, A. P. und Pascoal, A. M. “Nonlinear control of an underwater vehice”. In: (2016).
- [1.36] Chen, Y. u. a. “Adaptive fuzzy inverse trajectory tracking control of underactuated underwater vehicle with uncertainties”. In: *Ocean Engineering* 121 (2016-07), S. 123–133.
- [1.37] Herman, P. “Velocity tracking controller for simulation analysis of underwater vehicle model”. In: *Journal of Marine Engineering & Technology* (2018-10), S. 1–11.
- [1.38] Wang, W. u. a. “Design, Modeling, and Nonlinear Model Predictive Tracking Control of a Novel Autonomous Surface Vehicle”. In: *International Conference on Robotics and Automation*. IEEE, 2018-05.
- [1.39] *Standards for ship manoeuvrability*. Standard. International Maritime Organization, 2002-12-04.
- [1.40] *Guide for vessel maneuverability. Updated February 2017*. American Bureau of Shipping. 2006.

- [1.41] Germanischer Lloyd. *Rules for Classification and Construction. Additional Rules and Guidelines*. Guidelines for Sea Trials of Motor Vessels. 2012.
- [1.42] Karkoub, M., Wu, H.-M. und Hwang, C.-L. “Nonlinear trajectory-tracking control of an autonomous underwater vehicle”. In: *Ocean Engineering* 145 (2017-11), S. 188–198.
- [1.43] Federal Aviation Administration. *Introduction to TCAS II*. Version 7.1. 2011-02-28.
- [1.44] Müller, A. und Zerbs, C. *Offshore-Windparks - Messvorschrift für Unterwasserschallmessungen. Aktuelle Vorgehensweise mit Anmerkungen*. Anwendungshinweise. Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, 2011.
- [1.45] *Copernicus Data Warehouse Offers 40 cm Imagery Exclusively From European Space Imaging*. European Space Imaging. 2018-06-21. URL: <https://www.euspaceimaging.com/copernicus-data-warehouse-offers-40-cm-imagery-exclusively-from-european-space-imaging/>.
- [1.46] Witze, A. “Gravity map uncovers sea-floor surprises”. In: *Nature* (2014-10).
- [1.47] Qi, N. u. a. “Dual-arm service robots for mobile operation in indoor environment”. In: *2012 IEEE International Conference on Mechatronics and Automation*. IEEE, 2012-08.
- [1.48] Hoth, J. “Development and Analysis of Physics-based Models for Autonomous Underwater Vehicle Navigation and the Reconstruction of Underwater Images”. Englisch. Diss. Universität Duisburg-Essen, 2016. 151 S.
- [1.49] Laranjeira, M., Jaulin, L. und Tauvry, S. “Building Underwater Mosaics Using NavigationData and Feature Extraction”. In: *Reliable Computing* 22 (2016-11), S. 116–137.
- [1.50] Allotta, B. u. a. “An unscented Kalman filter based navigation algorithm for autonomous underwater vehicles”. In: *Mechatronics* 39 (2016-11), S. 185–195.
- [1.51] Zeng, Z. u. a. “A survey on path planning for persistent autonomy of autonomous underwater vehicles”. In: *Ocean Engineering* 110 (2015-12), S. 303–313.
- [1.52] Vasudevan, C. und Ganesan, K. “Case-based path planning for autonomous underwater vehicles”. In: *Autonomous Robots* 3.2-3 (1996), S. 79–89.
- [1.53] Streichert, F. “Introduction to Evolutionary Algorithms”. In: 2002.
- [1.54] Liu, L. und Dai, Y. “3D Space Path Planning of Complex Environmental Underwater Vehicle”. In: *International Joint Conference on Computational Sciences and Optimization*. IEEE, 2009-04.
- [1.55] Rokach, L. und Maimon, O. *Data Mining with Decision Trees*. World Scientific Publishing Company, 2007-12-17. 264 S. ISBN: 9812771719.

- [1.56] Cao, H., Brener, N. E. und Iyengar, S. S. “3D large grid route planner for the autonomous underwater vehicles”. In: *International Journal of Intelligent Computing and Cybernetics* 2.3 (2009-08), S. 455–476.
- [1.57] Ataei, M. und Yousefi-Koma, A. “Three-dimensional optimal path planning for way-point guidance of an autonomous underwater vehicle”. In: *Robotics and Autonomous Systems* 67 (2015-05), S. 23–32.
- [1.58] Mellinger, D. und Kumar, V. “Minimum snap trajectory generation and control for quadrotors”. In: *International Conference on Robotics and Automation (ICRA)*. IEEE, 2011, S. 2520–2525.
- [1.59] Li, G. u. a. “An efficient improved artificial potential field based regression search method for robot path planning”. In: *International Conference on Mechatronics and Automation* (2012), S. 1227–1232.
- [1.60] Yun, G. u. a. “Dynamic Path Planning for Underwater Vehicles Based on Modified Artificial Potential Field Method”. In: *4th International Conference on Digital Manufacturing & Automation*. IEEE, 2013-06.
- [1.61] Khatib, O. “Real-Time Obstacle Avoidance for Manipulators and Mobile Robots”. In: *The International Journal of Robotics Research* 5.1 (1986-03), S. 90–98.
- [1.62] Khatib, O., Quinlan, S. und Williams, D. “Robot planning and control”. In: *Robotics and Autonomous Systems* 21.3 (1997-09), S. 249–261.
- [1.63] Quinlan, S. und Khatib, O. “Towards real-time execution of motion tasks”. In: *Experimental Robotics II*. Springer-Verlag, 1991, S. 239–254.
- [1.64] Quinlan, S. und Khatib, O. “Elastic bands: connecting path planning and control”. In: *International Conference on Robotics and Automation*. IEEE Comput. Soc. Press, 1993.
- [1.65] Rösmann, C., Hoffmann, F. und Bertram, T. “Timed-Elastic-Bands for Time-Optimal Point-to-Point Nonlinear Model Predictive Control”. In: *European Control Conference*. Linz: IEEE, 2015-07-15. ISBN: 978-3-9524269-3-7.
- [1.66] Rösmann, C., Hoffmann, F. und Bertram, T. “Integrated online trajectory planning and optimization in distinctive topologies”. In: *Robotics and Autonomous Systems* 88 (2017-02), S. 142–153.
- [1.67] Brandt, T. und Sattel, T. “Path Planning For Automotive Collision Avoidance Based on Elastic Bands”. In: Bd. 38. 1. Elsevier BV, 2005, S. 210–215.
- [1.68] Hesse, T. und Sat, T. “An Approach to Integrate Vehicle Dynamics in Motion Planning for Advanced Driver Assistance Systems”. In: *2007 IEEE Intelligent Vehicles Symposium*. IEEE, 2007-06.

- 
- [1.69] Song, X., Cao, H. und Huang, J. “Vehicle path planning in various driving situations based on the elastic band theory for highway collision avoidance”. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 227.12 (2013-10), S. 1706–1722.
- [1.70] Frese, C. *Planung kooperativer Fahrmanöver für kognitive Automobile: Zugl.: Karlsruhe, KIT, Diss., 2011*. Bd. 10. Karlsruher Schriften zur Anthropomatik. Hannover und Karlsruhe: Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek und KIT Scientific Publishing, 2012. 266 S. ISBN: 978-3-86644-798-1.
- [1.71] Hackbarth, A., Kreuzer, E. und Solowjow, E. “HippoCampus: A micro underwater vehicle for swarm applications”. In: *2015 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems (IROS)*. IEEE, 2015-09.

Literatur zu Kapitel 2

- [2.1] *Roboter und Robotikgeräte - Wörterbuch*. Deutsch, German. Standard. 2010.
- [2.2] Schlichting, H. u. a. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag GmbH, 2006-02-01. ISBN: 978-3-540-23004-5.
- [2.3] Brockhaus, R., Alles, W. und Luckner, R. *Flugregelung*. ger. Springer Berlin Heidelberg, 2011-08-22. ISBN: 978-3-642-01442-0.
- [2.4] Rokach, L. und Maimon, O. *Data Mining with Decision Trees*. World Scientific Publishing Company, 2007-12-17. 264 S. ISBN: 9812771719.
- [2.5] Dankert, J. und Dankert, H. *Technische Mechanik. Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik*. ger. 7. ergänzte Auflage. 1 Online-Ressource (XVIII, 760 Seiten). Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2013-04-30. ISBN: 978-3-8348-1809-6.
- [2.6] Mayr, M. *Technische Mechanik: Statik ; Kinematik - Kinetik - Schwingungen ; Festigkeitslehre*. 8. Aufl. 2015. ISBN: 978-3-446-44570-3.
- [2.7] Woernle, C. *Mehrkörpersysteme: Eine Einführung in die Kinematik und Dynamik von Systemen starrer Körper*. 2011. ISBN: 978-3-642-15981-7.
- [2.8] *Nomenclature for Treating the Motion of a Submerged Body Through a Fluid*. Englisch. Standard. Society of Naval Architects und Marine Engineers, 1950.
- [2.9] Dreyer, H.-J. u. a. *Technische Mechanik Kinematik und Kinetik (German Edition). mit 138 Beispielen und 172 Aufgaben*. ger. Hrsg. von C. Eller und H.-J. Dreyer. 11., überarb. Aufl. Technische Mechanik / Günther Holzmann; Heinz Meyer; Georg Schumpich ; [2]. Technische Mechanik - Kinematik und Kinetik. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2012. ISBN: 978-3-8348-1816-4.
- [2.10] Lewandowski, E. M. *The dynamics of marine craft: Maneuvering and seakeeping*. Bd. 22. Advanced series on ocean Engineering. Singapore u.a.: World Scientific, 2004. ISBN: 978-981-02-4755-3.
- [2.11] *Begriffe, Größen und Formelzeichen für die Flugmechanik. Bewegung des Luftfahrzeugs gegenüber der Luft*. Standard. 1990.
- [2.12] Kornev, N. *Schiffstheorie I*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-02-11. 159 S. ISBN: 978-3-8322-7864-9.
- [2.13] Kirchhoff, G. R. "Über die Bewegung eines Rotationskörpers in einer Flüssigkeit". German. In: *Crelle's Journal* (1869), S. 237–262.
- [2.14] Graver, J. G., Bachmayer, R. und Leonard, N. E. "Underwater glider model parameter identification". In: *in Proc. 13th Int. Symposium on Unmanned Untethered Submersible Tech.* 2003.

- [2.15] Fernandez, R. u. a. “Nonlinear Attitude Control of a Spherical Underwater Vehicle”. In: *Sensors* 19.6 (2019-03), S. 1445.
- [2.16] Lunze, J. *Regelungstechnik 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2016-08-18. ISBN: 3662526778.
- [2.17] Adamy, J. *Nichtlineare Systeme und Regelungen*. 2., bearb. u. erw. Aufl. 2014. Berlin Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014. ISBN: 978-3-642-45012-9.
- [2.18] Boyd, S. u. a. *Linear Matrix Inequalities in System & Control Theory (Studies in Applied Mathematics, Volume 15)*. Society for Industrial & Applied, 1994. ISBN: 0-89871-334-X.
- [2.19] Föllinger, O. und Konigorski, U. *Regelungstechnik: Einführung in die Methoden und ihre Anwendung ; [aktualisierter Lehrbuch-Klassiker]*. 11., völlig neu bearb. Aufl. Berlin u.a.: VDE-Verl., 2013. ISBN: 978-3-8007-3231-9.
- [2.20] Levine, W. S., Hrsg. *The Control Handbook (Electrical Engineering Handbook)*. CRC-Press, 1996. ISBN: 0-8493-8570-9.
- [2.21] Peaucelle, D. u. a. “A new robust -stability condition for real convex polytopic uncertainty”. In: *Systems & Control Letters* 40.1 (2000-05), S. 21–30.
- [2.22] Xue, D. und Chen, Y. *Solving Applied Mathematical Problems with MATLAB*. Chapman und Hall/CRC, 2008. ISBN: 978-1-4200-8251-7.
- [2.23] Herrmann, G., Turner, M. C. und Postlethwaite, I. “Linear Matrix Inequalities in Control”. In: *Mathematical Methods for Robust and Nonlinear Control*. Springer London, 2007, S. 123–142.
- [2.24] Löfberg, J. “YALMIP : a toolbox for modeling and optimization in MATLAB”. In: *International Conference on Robotics and Automation*. IEEE, 2004, S. 284–289.
- [2.25] Löfberg, J. YALMIP. 2019. URL: <https://yalmip.github.io/>.
- [2.26] Rosinova, D. und Holic, I. “LMI approximation of pole-region for discrete-time linear dynamic systems”. In: *Proceedings of the 2014 15th International Carpathian Control Conference (ICCC)*. IEEE, 2014-05.
- [2.27] Ackermann, J. *Robust Control. The Parameter Space Approach*. Communications and Control Engineering. London: Springer London, 2002. 500 S. ISBN: 978-1-4471-1099-6.
- [2.28] Lunze, J. *Regelungstechnik 2*. Springer Berlin Heidelberg, 2016-09-04. ISBN: 3662526751.
- [2.29] Rosinová, D. und Hypiusová, M. “LMI Pole Regions for a Robust Discrete-Time Pole Placement Controller Design”. In: *Algorithms* 12.8 (2019-08), S. 167.
- [2.30] Fossen, T. I. *Guidance Control of Ocean Vehicles*. Reprint. Chichester u.a: John Wiley & Sons, 1999. 496 S. ISBN: 0-471-94113-1.
- [2.31] Puls, D. “Theorie und Modellexperiment bei der Voraussage gesteuerter Schiffsbewegungen”. Diss. Universität Rostock, 1977.

- [2.32] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. *Aerodynamik des Tragflügels (Teil II), des Rumpfes, der Flügel-Rumpf-Anordnung und der Leitwerke*. 3. Aufl. 2001, [Neuausg.] Bd. / H. Schlichting; E. Truckenbrodt ; Bd. 2. Klassiker der Technik. Berlin: Springer Berlin, 2012. ISBN: 978-3-642-63149-8.
- [2.33] John J. Bertin, R. M. C. *Aerodynamics for Engineers, International Edition*. eng. Sixth edition, international edition. Always learning. 832 Seiten, Illustrationen, Diagramme. Cape Town: Pearson Education Limited, 2013-05-16. 832 S. ISBN: 978-0-273-79327-4.
- [2.34] Clauss, G., Lehmann, E. und Östergaard, C. *Meerestechnische Konstruktionen (German Edition)*. ger. XII, 559 S., Ill., graph. Darst. Berlin [u.a.]: Springer, 1988. ISBN: 3-540-18964-5.
- [2.35] Kornev, N. *Propellertheorie*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-07-01. 232 S. ISBN: 978-3-8322-8266-0.
- [2.36] Shabana, A. A. *Dynamics of multibody systems*. 3. ed., 1. paperback ed. 2010. ISBN: 978-0-521-15422-2.
- [2.37] Kleinau. "Theorie des Schiffs". 2002.
- [2.38] Fossen, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control*. Chichester, West Sussex, U.K und Hoboken N.J: Wiley-Blackwell, 2011-04-13. 596 S. ISBN: 978-1-119-99149-6.
- [2.39] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. *Grundlagen aus der Strömungsmechanik, Aerodynamik des Tragflügels (Teil 1)*. 2., neubearb. Aufl. 2001. ISBN: 3-540-03970-8.
- [2.40] Hucho, W.-H. *Aerodynamik der stumpfen Körper. Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. Mit 56 Tabellen. '2., vollst. überarb. u. erw. Aufl.' Vieweg+Teubner Verlag, 2011-09-15. ISBN: 978-3-8348-1462-3.
- [2.41] Chakrabarti, S. K. *Handbook of Offshore Engineering*. eng. first ed. Online-Ressource. Amsterdam [u.a.]: Elsevier Science, 2005. ISBN: 978-0-08-044381-2.

Literatur zu Anhang A

- [A.1] Fossen, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control*. Chichester, West Sussex, U.K und Hoboken N.J: Wiley-Blackwell, 2011-04-13. 596 S. ISBN: 978-1-119-99149-6.
- [A.2] Woernle, C. *Mehrkörpersysteme: Eine Einführung in die Kinematik und Dynamik von Systemen starrer Körper*. 2011. ISBN: 978-3-642-15981-7.
- [A.3] *Begriffe, Größen und Formelzeichen für die Flugmechanik. Bewegung des Luftfahrzeugs gegenüber der Luft*. Standard. 1990.

- [A.4] Kornev, N. *Schiffstheorie I*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-02-11. 159 S. ISBN: 978-3-8322-7864-9.
- [A.5] Clauss, G., Lehmann, E. und Östergaard, C. *Meerestechnische Konstruktionen (German Edition)*. ger. XII, 559 S., Ill., graph. Darst. Berlin [u.a.]: Springer, 1988. ISBN: 3-540-18964-5.
- [A.6] Lewandowski, E. M. *The dynamics of marine craft: Maneuvering and seakeeping*. Bd. 22. Advanced series on ocean Engineering. Singapore u.a.: World Scientific, 2004. ISBN: 978-981-02-4755-3.

Literatur zu Kapitel 3

- [3.1] Maan, A. M. C. u. a. “Recent Developments and Practical Feasibility of Polymer-Based Antifouling Coatings”. In: *Advanced Functional Materials* 30.32 (2020-06), S. 2000936.
- [3.2] Pedersen, R. B. u. a. “Discovery of a black smoker vent field and vent fauna at the Arctic Mid-Ocean Ridge”. In: *Nature Communications* 1.1 (2010-11).
- [3.3] Sharqawy, M. H., Lienhard, J. H. und Zubair, S. M. “Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data”. In: *Desalination and Water Treatment* 16.1-3 (2010-04), S. 354–380.
- [3.4] Schmidt, H. u. a. “The density–salinity relation of standard seawater”. In: *Ocean Science* 14.1 (2018-01), S. 15–40.
- [3.5] Rona, P. A. u. a. “Black smokers, massive sulphides and vent biota at the Mid-Atlantic Ridge”. In: *Nature* 321.6065 (1986-05), S. 33–37.
- [3.6] Kornev, N. *Propellertheorie*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-07-01. 232 S. ISBN: 978-3-8322-8266-0.
- [3.7] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. *Grundlagen aus der Strömungsmechanik, Aerodynamik des Tragflügels (Teil 1)*. 2., neubearb. Aufl. 2001. ISBN: 3-540-03970-8.
- [3.8] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E. *Aerodynamik des Tragflügels (Teil II), des Rumpfes, der Flügel-Rumpf-Anordnung und der Leitwerke*. 3. Aufl. 2001, [Neuausg.] Bd. / H. Schlichting; E. Truckenbrodt ; Bd. 2. Klassiker der Technik. Berlin: Springer Berlin, 2012. ISBN: 978-3-642-63149-8.
- [3.9] Brockhaus, R., Alles, W. und Luckner, R. *Flugregelung*. ger. Springer Berlin Heidelberg, 2011-08-22. ISBN: 978-3-642-01442-0.
- [3.10] Kim, D. W. “Estimation of coefficients for modelling ships from sea trials using stepwise optimization methods and considering trim and draught conditions”. en. Diss. 2018.
- [3.11] Robotics, B. *BlueROV2 Technical Specifications. Datasheet*. 2016.
- [3.12] Clauss, G., Lehmann, E. und Östergaard, C. *Meerestechnische Konstruktionen (German Edition)*. ger. XII, 559 S., Ill., graph. Darst. Berlin [u.a.]: Springer, 1988. ISBN: 3-540-18964-5.
- [3.13] Miethe, T. und Otto, C. “Abschlussbericht Miro-Base”. 2020.
- [3.14] Fossen, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control*. Chichester, West Sussex, U.K und Hoboken N.J: Wiley-Blackwell, 2011-04-13. 596 S. ISBN: 978-1-119-99149-6.

- [3.15] Korotkin, A. I. *Added Masses of Ship Structures*. Bd. 88. Fluid Mechanics and Its Applications. Dordrecht: Springer Netherlands, 2009. ISBN: 978-1-4020-9431-6.
- [3.16] Sagatun, S. I. und Fossen, T. I. “Lagrangian formulation of underwater vehicles’ dynamics”. In: *International Conference on Systems, Man, and Cybernetics*. IEEE, 1991.
- [3.17] Kornev, N. *Schiffstheorie I*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-02-11. 159 S. ISBN: 978-3-8322-7864-9.
- [3.18] Ghassemi, H., Panahi, S. und Kohansal, A. R. “Solving the Laplaces Equation by the FDM and BEM Using Mixed Boundary Conditions”. In: *American Journal of Applied Mathematics and Statistics* 4.2 (2016), S. 37–42. ISSN: 2328-7292.
- [3.19] Chakrabarti, S. K. *Handbook of Offshore Engineering*. eng. first ed. Online-Ressource. Amsterdam [u.a.]: Elsevier Science, 2005. ISBN: 978-0-08-044381-2.
- [3.20] Gaul, L. und Fiedler, C. *Methode der Randelemente in Statik und Dynamik*. 2. Aufl. 2013. korrigierte. Berlin Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 978-3-8348-2536-0.
- [3.21] Hartmann, S. *Technische Mechanik*. 2015. ISBN: 978-3-527-33699-9.
- [3.22] Klaus Knothe, H. W. *Finite Elemente*. Springer-Verlag GmbH, 2017-02-28. ISBN: 3662493519.
- [3.23] Lin, Z. und Liao, S. “Calculation of added mass coefficients of 3D complicated underwater bodies by FMBEM”. In: *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation* 16.1 (2011-01), S. 187–194.
- [3.24] Wu, H., Liu, Y. und Jiang, W. “A fast multipole boundary element method for 3D multi-domain acoustic scattering problems based on the Burton–Miller formulation”. In: *Engineering Analysis with Boundary Elements* 36.5 (2012-05), S. 779–788.
- [3.25] Juhl, P. M. “The Boundary Element Method for Sound Field Calculations”. Diss. The Acoustics Laboratory: Technical University of Denmark, 1994-01-20.
- [3.26] Kirkup, S. *The boundary element method in acoustics: A development in Fortran*. Bd. 1. Integral equation methods in engineering. Hebden Bridge: Integrated Sound Software, 1998. ISBN: 0-953-4031-06.
- [3.27] Sutradhar, A., Paulino, G. H. und Gray, L. J. *Symmetric Galerkin Boundary Element Method*. Berlin u.a.: Springer Berlin Heidelberg, 2008. ISBN: 978-3-540-68770-2.
- [3.28] Kennard, E. H. *Irrotational Flow of Frictionless Fluids. Mostly of Invariable Density*. David Taylor Model Basin, 1967, S. 412.
- [3.29] Lamb, H. *The Inertia-Coefficients Of An Ellipsoid Moving In Fluid*. National Advisory Committee for Aeronautics, 1918.
- [3.30] *Slocum G3 Glider*. Teledyne Webb Research, 2017.

- [3.31] *Bluefin Spray Glider*. Bluefin Robotics, 2011.
- [3.32] *Erdöl- und Erdgasindustrie - Spezielle Anforderungen für Offshore-Anlagen. Teil 1: Grundsätze für die Auslegung und den Betrieb auf dem offenen Meer*. 2016-04-01.
- [3.33] Lewandowski, E. M. *The dynamics of marine craft: Maneuvering and seakeeping*. Bd. 22. Advanced series on ocean Engineering. Singapore u.a.: World Scientific, 2004. ISBN: 978-981-02-4755-3.
- [3.34] Kosleck, S. "Prediction of Wave-Structure Interaction by Advanced Wave Field Forecast". Diss. TU Berlin, 2013.
- [3.35] Faltinsen, O. M. *Sea loads on ships and offshore structures*. Paperback ed., reprinted. Cambridge ocean technology series. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1998, S. 328. ISBN: 0-521-45870-6.
- [3.36] Schlichting, H. u. a. *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag GmbH, 2006-02-01. ISBN: 978-3-540-23004-5.
- [3.37] Hucho, W.-H. *Aerodynamik der stumpfen Körper. Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. Mit 56 Tabellen. '2., vollst. überarb. u. erw. Aufl.' Vieweg+Teubner Verlag, 2011-09-15. ISBN: 978-3-8348-1462-3.
- [3.38] Huang, R. X. *Ocean Circulation*. Cambridge University Press, 2009.
- [3.39] Pond, S. und Pickard, G. L. *Introductory Dynamical Oceanography*. 2. Aufl. Pergamon Press, 1983. ISBN: 978-0-08-028728-7.
- [3.40] *General and technical reports*. International Association of Geodesy, 1999. Kap. 5. 395 S.
- [3.41] Benoit Cushman-Roisin, J.-M. B. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Elsevier LTD, Oxford, 2011-12-01. 828 S. ISBN: 0120887592.
- [3.42] Maulik, R. und San, O. "Dynamic modeling of the horizontal eddy viscosity coefficient for quasigeostrophic ocean circulation problems". In: *Journal of Ocean Engineering and Science* 1.4 (2016), S. 300–324. ISSN: 2468-0133.

Literatur zu Anhang B

- [B.1] Sharqawy, M. H., Lienhard, J. H. und Zubair, S. M. "Thermophysical properties of seawater: a review of existing correlations and data". In: *Desalination and Water Treatment* 16.1-3 (2010-04), S. 354–380.
- [B.2] Gaul, L. und Fiedler, C. *Methode der Randelemente in Statik und Dynamik*. 2. Aufl. 2013. korrigierte. Berlin Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. ISBN: 978-3-8348-2536-0.

- [B.3] Lamb, H. *The Inertia-Coefficients Of An Ellipsoid Moving In Fluid*. National Advisory Committee for Aeronautics, 1918.
- [B.4] Lewandowski, E. M. *The dynamics of marine craft: Maneuvering and seakeeping*. Bd. 22. Advanced series on ocean Engineering. Singapore u.a.: World Scientific, 2004. ISBN: 978-981-02-4755-3.
- [B.5] Korotkin, A. I. *Added Masses of Ship Structures*. Bd. 88. Fluid Mechanics and Its Applications. Dordrecht: Springer Netherlands, 2009. ISBN: 978-1-4020-9431-6.
- [B.6] Clauss, G., Lehmann, E. und Østergaard, C. *Meerestechnische Konstruktionen (German Edition)*. ger. XII, 559 S., Ill., graph. Darst. Berlin [u.a.]: Springer, 1988. ISBN: 3-540-18964-5.

Literatur zu Kapitel 4

- [4.1] Trombetta, J. V. “Multi-Trajectory Automatic Ground Collision Avoidance System with Flight Tests (Project Have ESCAPE)”. Magisterarb. Air Force Institute of Technology, 2016, S. 185.
- [4.2] Paden, B. u. a. “A Survey of Motion Planning and Control Techniques for Self-Driving Urban Vehicles”. In: *IEEE Transactions on Intelligent Vehicles* 1.1 (2016-03), S. 33–55.
- [4.3] Thrun, S. “Robotic Mapping: A Survey”. In: *Exploring Artificial Intelligence in the New Millennium*. San Francisco, CA, USA: Morgan Kaufmann Publishers Inc., 2003, S. 1–35. ISBN: 1558608117.
- [4.4] Popp, K. *Mechatronik*. Hanser Fachbuchverlag, 2006. ISBN: 978-3-446-40599-8.
- [4.5] Khatib, O. “Real-Time Obstacle Avoidance for Manipulators and Mobile Robots”. In: *The International Journal of Robotics Research* 5.1 (1986-03), S. 90–98.
- [4.6] Quinlan, S. und Khatib, O. “Towards real-time execution of motion tasks”. In: *Experimental Robotics II*. Springer-Verlag, 1991, S. 239–254.
- [4.7] Frese, C. *Planung kooperativer Fahrmanöver für kognitive Automobile: Zugl.: Karlsruhe, KIT, Diss., 2011*. Bd. 10. Karlsruher Schriften zur Anthropomatik. Hannover und Karlsruhe: Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek und KIT Scientific Publishing, 2012. 266 S. ISBN: 978-3-86644-798-1.
- [4.8] Li, G. u. a. “An efficient improved artificial potential field based regression search method for robot path planning”. In: *International Conference on Mechatronics and Automation* (2012), S. 1227–1232.
- [4.9] Brandt, T. und Sattel, T. “Path Planning For Automotive Collision Avoidance Based on Elastic Bands”. In: Bd. 38. 1. Elsevier BV, 2005, S. 210–215.
- [4.10] Li, T. u. a. “Automated Water Quality Survey and Evaluation Using an IoT Platform with Mobile Sensor Nodes”. In: *Sensors* 17.8 (2017-07), S. 1735.
- [4.11] Brockhaus, R., Alles, W. und Luckner, R. *Flugregelung*. ger. Springer Berlin Heidelberg, 2011-08-22. ISBN: 978-3-642-01442-0.
- [4.12] Ackermann, J. *Abtastregelung*. German. 3rd edition. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1988. ISBN: 3-540-50112-6.
- [4.13] Patrikalakis, N. M. und Maekawa, T. *Shape Interrogation for Computer Aided Design and Manufacturing*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [4.14] Akenine-Möller, T., Haines, E. und Hoffman, N. *Real-time Rendering*. Taylor & Francis Ltd., 2018-09-10. 46 S. ISBN: 9781138627000.

- [4.15] Dodgson, N. A. und Kosinka, J. “Can local NURBS refinement be achieved by modifying only the user interface?” In: *Computer-Aided Design* 71 (2016-02), S. 28–38.
- [4.16] Dreyer, H.-J. u. a. *Technische Mechanik Kinematik und Kinetik (German Edition). mit 138 Beispielen und 172 Aufgaben.* ger. Hrsg. von C. Eller und H.-J. Dreyer. 11., überarb. Aufl. Technische Mechanik / Günther Holzmann; Heinz Meyer; Georg Schumpich ; [2]. Technische Mechanik - Kinematik und Kinetik. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2012. ISBN: 978-3-8348-1816-4.
- [4.17] *Standard Ground Investigations. Minimum requirements for geotechnical surveys and investigations into offshore wind energy structures, offshore stations and power cables.* Second update. Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, 2014-02-05, S. 41.
- [4.18] Siiriä, S. u. a. “Applying area-locked, shallow water Argo floats in Baltic Sea monitoring”. In: *Journal of Operational Oceanography* 12.1 (2018-11), S. 58–72.
- [4.19] Miller, K. A. u. a. “An Overview of Seabed Mining Including the Current State of Development, Environmental Impacts, and Knowledge Gaps”. In: *Frontiers in Marine Science* 4 (2018-01).

Literatur zu Kapitel 5

- [5.1] Fossen, T. I. *Handbook of Marine Craft Hydrodynamics and Motion Control*. Chichester, West Sussex, U.K und Hoboken N.J: Wiley-Blackwell, 2011-04-13. 596 S. ISBN: 978-1-119-99149-6.
- [5.2] Caiti, A. u. a. “The project V-fides: A new generation AUV for deep underwater exploration, operation and monitoring”. In: *2014 Oceans - St. John's*. IEEE, 2014-09.
- [5.3] Joo, M. G. und Qu, Z. “An autonomous underwater vehicle as an underwater glider and its depth control”. In: *International Journal of Control, Automation and Systems* 13.5 (2015-07), S. 1212–1220.
- [5.4] Robotics, B. *BlueROV Documentation*. 2020. URL: <http://docs.bluerobotics.com/bluerov/>.
- [5.5] Kornev, N. *Schiffstheorie I*. Berichte aus der Strömungstechnik. Aachen: Shaker Verlag, 2009-02-11. 159 S. ISBN: 978-3-8322-7864-9.
- [5.6] Brockhaus, R., Alles, W. und Luckner, R. *Flugregelung*. ger. Springer Berlin Heidelberg, 2011-08-22. ISBN: 978-3-642-01442-0.
- [5.7] Schacht, S. “Ursachenanalyse einer fluidinduzierten Querkraft an mehrkardeelig gedrehten Seilen”. Diss. University of Rostock, 2020.
- [5.8] Bhattacharyya, S. und Asada, H. “Control of a compact, tetherless ROV for in-contact inspection of complex underwater structures”. In: *2014 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*. IEEE, 2014-09.
- [5.9] Hucho, W.-H. *Aerodynamik der stumpfen Körper. Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. Mit 56 Tabellen. '2., vollst. überarb. u. erw. Aufl.' Vieweg+Teubner Verlag, 2011-09-15. ISBN: 978-3-8348-1462-3.
- [5.10] *Determination of Hydrodynamic Parameters for Remotely Operated Vehicles*. Bd. Volume 7: Ocean Engineering. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. V007T06A025. 2016-06.
- [5.11] Sandøy, S. S. “System Identification and State Estimation for ROV uDrone”. Masterarb. Norwegian University of Science und Technology, 2016.
- [5.12] Naumann, M. u. a. “Hydrographic-hydrochemical assessment of the Baltic Sea 2017”. en. In: *Meereswissenschaftliche Berichte No 107 2018 - Marine Science Reports No 107 2018* (2018).
- [5.13] Robotics, B. *T200 BlueROV2 Spare*. 2020. URL: <https://bluerobotics.com/store/rov/bluerov2-components-spares/t200-thruster-brov2-spare-r1-vp/>.

Literatur zu Anhang D

- [D.1] Robotics, B. *BlueROV Documentation*. 2020. URL: <http://docs.bluerobotics.com/bluerov/>.
- [D.2] Sandøy, S. S. “System Identification and State Estimation for ROV uDrone”. Masterarb. Norwegian University of Science und Technology, 2016.
- [D.3] *Determination of Hydrodynamic Parameters for Remotely Operated Vehicles*. Bd. Volume 7: Ocean Engineering. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering. V007T06A025. 2016-06.
- [D.4] Herlemann, D. u. a. “Transitions in bacterial communities along the 2000 km salinity gradient of the Baltic Sea”. In: *The ISME Journal* 5.10 (2011-04), S. 1571–1579.
- [D.5] Naumann, M. u. a. “Hydrographic-hydrochemical assessment of the Baltic Sea 2017”. en. In: *Meereswissenschaftliche Berichte No 107 2018 - Marine Science Reports No 107 2018* (2018).

Literatur zu Kapitel 6

- [6.1] Bannasch, R. *Bionic Observation and Survey System - Manta : Kurztitel: : Berichtszeitraum: 01. April 2013-31. März 2017. BOSS-Manta*. Förderkennzeichen: 01141965. German. Forschungsber. 03SX361A. 2017, S. 54. 55 S.
- [6.2] Recognition, N., Hrsg. *Boya Gongdao Robot Technology unveils its Shark-Inspired Chinese Robot Submarine*. 2019-11-12. URL: <https://www.navyrecognition.com/index.php/news/defence-news/2019/november/7672-boya-gongdao-robot-technology-unveils-its-shark-inspired-chinese-robot-submarine.html>.
- [6.3] Röbenack, K. *Nichtlineare Regelungssysteme. Theorie und Anwendung der exakten Linearisierung*. Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN: 978-3-662-44090-2.
- [6.4] Weber, H. und Mathis, W. “Eine selbstkonsistente Carleman Linearisierung zur Analyse von Oszillatoren”. In: *Advances in Radio Science* 15 (2017-09), S. 223–230.
- [6.5] Lunze, J. *Regelungstechnik 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2016-08-18. ISBN: 3662526778.
- [6.6] Song, X., Cao, H. und Huang, J. “Vehicle path planning in various driving situations based on the elastic band theory for highway collision avoidance”. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 227.12 (2013-10), S. 1706–1722.
- [6.7] Jonsson, J. u. a. “Instrumentation and vehicle platform of a miniaturized submersible for exploration of terrestrial and extraterrestrial aqueous environments”. In: *Acta Astronautica* 79 (2012-10), S. 203–211.
- [6.8] Wang, Y. u. a. “Pseudo-3D Vision-Inertia Based Underwater Self-Localization for AUVs”. In: *IEEE Transactions on Vehicular Technology* 69.7 (2020-07), S. 7895–7907.
- [6.9] Liu, B. u. a. “Underwater Hyperspectral Imaging Technology and Its Applications for Detecting and Mapping the Seafloor: A Review”. In: *Sensors* 20.17 (2020-09), S. 4962.
- [6.10] Bechlioulis, C. P. u. a. “Robust Formation Control for Multiple Underwater Vehicles”. In: *Frontiers in Robotics and AI* 6 (2019-09).

WISSENSCHAFTLICHER LEBENSLAUF

Thomas Miethe,
geboren am 18.01.1986 in Rostock

08/2020 - 12/2020	Universität Rostock, Gastwissenschaftler
-------------------	---

02/2016 - 07/2020	Universität Rostock, Lehrstuhl Meerestechnik,
09/2011 - 08/2015	wissenschaftlicher Mitarbeiter

08/2020 - 11/2020	MariKom GmbH,
03/2011 - 07/2011	Projektingenieur für CFD und CAD-Studien

10/2010 - 02/2011	Diplomarbeit (Note: sehr gut), <i>Bewegungsanalyse des instationären Gleitflugs eines Unterwassergleiters</i>
-------------------	--

10/2005 - 02/2011	Universität Rostock, Diplom-Ingenieur Maschinenbau (Note: gut), Vertiefungen: Meerestechnik & Technische Dynamik
-------------------	--

10/2008 - 02/2009	IMS Ingenieurgesellschaft mbH, studentischer Praktikant
-------------------	--

2005	Erasmus-Gymnasium, Abitur (Note: 1,8)
------	--
